

2035

ПРОФ. Э. ВАРБУРГ

53  
В 18.

# КУРС ОПЫТНОЙ ФИЗИКИ

ДЛЯ СЛУШАТЕЛЕЙ  
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

2035-  
X

ЧАСТЬ II



СВЕТ. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

Бібліотека  
Станіславського  
університетського  
інституту.  
№ 253.

ПЕРЕВОД С 20-ГО НЕМЕЦКОГО ИЗДАНИЯ  
ПОД РЕДАКЦИЕЙ ПРОФ. Д. ХМЫРОВА

С 487 рисунками в тексте

4 НОЯ 1941



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО УКРАИНЫ

1 9 2 3

Р. О. П. (Одесса) № 704.

1-ая Государственная типография им. К. Маркса, Стурдзовский пер., 3-а.

Заказ № 2067.—5000 экз.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

### ЧАСТЬ VII. ОБ ИЗЛУЧЕНИИ И В ОСОБЕННОСТИ О СВЕТЕ

- Глава 1. Прямолинейное распространение света:  
Световое ощущение, свет, световой луч.—Закон прямолинейного распространения света.—Тень.—Изображение от малых отверстий (431—434) 1—3
- Глава 2. Об отбрасывании или отражении света:  
Правильное отражение.—Зеркало.—Закон отражения.—Опытное доказательство закона отражения.—Вращение отраженного луча при вращении зеркала.—Секстант.—Изображения в плоских зеркалах, мнимые и действительные.—Опыты.—Сферические зеркала.—Формула зеркала.—Исследование ее.—Построение изображений.—Резюме.—Опыты.—Выпуклое зеркало.—Несовершенные изображения в зеркалах (435—452) . . . . . 3—12
- Глава 3. Преломление света:  
Закон Снеллиуса.—Построение преломленного луча.—Полное внутреннее отражение.—Плоскопараллельная пластинка.—Соотношение  $n_{12} = n_{12} \cdot n_{23}$ .—Абсолютный показатель преломления.—Призма.—Преломляющий угол и угол падения.—Вольтова дуга.—Опыт с призмой.—Наименьшее отклонение.—Определение показателя преломления (453—463) . . . . . 12—18
- Глава 4. О дисперсии:  
Спектр.—Опыты Ньютона.—Гелиостат.—Фраунгоферовы линии.—Показатели преломления некоторых тел.—Дисперсия.—Ахроматическая призма.—Призмы прямого зрения.—Спектральный анализ (464—472) . . . . . 18—24
- Глава 5. О линзах:  
Линзы.—Собираательные линзы.—Формула линзы.—Исследование ее.—Оптический центр линзы.—Построение изображений от линз.—Резюме.—Опыты.—Рассеивающая линза.—Общая применимость формулы линзы.—Главные точки.—Сферическая аберрация.—Хроматическая аберрация (473—467) . . . . . 24—32
- Глава 6. Оптические инструменты и глаз:  
Проекционные аппараты.—Камера-обскура.—Глаз.—Прямое видение.—Телесное видение, стереоскоп.—Аккомодация.—Видимая величина и увеличение.—Лупа.—Телескоп.—Увеличение.—Поле зрения.—Яркость.—Перекрестные нити.—Сложные окуляры.—Спектрометр.—Спектральный аппарат Бунзена и Кирхгоффа.—Зеркальный телескоп.—Земная зрительная

труба, призматическая зрительная труба.—Зрительная труба Галилея.— Микроскоп (468—503) . . . . .	33—45
Глава 7. Фотометрия: Освещение поверхности.—Сила света.—Освещение, производимое светя- щейся точкой.—Яркость.—Фотометр Буге —Фотометр Бунзена.—Фотометр Луммера-Бродхуна.—Единица света, единица освещения (504—540) . . . . .	15—49
Глава 8. Поглощение света: Поглощение.—Спектр поглощения.—Спектры поглощения раскаленных газов.—Происхождение фраунгоферовых линий.—Спектральный анализ с помощью спектров поглощения.—Неподвижные звезды и туманности. —Естественные цвета тел (511—517) . . . . .	0—53
Глава 9. О действиях света: Флюоресценция.—Спектральное исследование, ультрафиолетовые лучи. —Фосфоресценция.—Химические действия света.—Деятельные лучи.—Фо- тографический процесс.—Фотомеханические методы.—Тепловые действия, ультракрасные лучи (518—525) . . . . .	5—58
Глава 10. Скорость распространения света: Метод Рёмера.—Метод Брайля. Аберрация света.—Метод Физо (526—528)	5—61
Глава 11. Теория волнообразного движения света: Длина волн.—Волновая поверхность.—Принцип Гюйгенса.—Преломление света.—Теория волнообразного движения света и теория истечения. —Дисперсия.—Отражение (529—536) . . . . .	61—64
Глава 12. Интерференция света: Интенсивность света.—Интерференция.—Опыт Френеля с зеркалами. —Цвета тонких пластинок.—Теория Т. Юнга.—Замечание Пуассона.—Из- мерение волн.—Прохождение белого света через тонкие и толстые слои. —Метод Физо для определения термического расширения твердых тел. (537—544а) . . . . .	64—1
Глава 13. Диффракция света: Диффракция при прохождении через щель.—Теория диффракции.—Распо- ложение Фраунгофера.—Разности хода при расположении Фраунгофера. —Теория диффракционных явлений Фраунгофера.—Диффракционные решетки.—Явление в однородном свете.—Теория.—Диффракционные спектры.—Различие призматического и диффракционного спектров.—Раз- решающая способность решетки.—Спектральные серии, строение спек- тральных линий.—Аномальная дисперсия.—Явление диффракции в микро- скопе.—Ультрамикроскоп (545—556) . . . . .	71—8
Глава 14. Поляризация света: Опыт Малюса.—Экспериментальное определение плоскости поляризации. —Прямолинейно поляризованный луч и естественный луч по теории волнообразного движения света.—Закон Брюстера.—Поляризация через отражение и простое преломление.—Формулы Френеля (557—561а) . . . . .	82—85
Глава 15. Двойное лучепреломление: Двойное лучепреломление в известковом шпате.—Построение Гюйгенса. —Луч, падающий на естественную грань исландского шпата.—Плоскость падения к главной кристаллографической оси.—Ахроматизированная призма	

из исландского шпата.—Оптическая ось.—Одноосные кристаллы.—Двуосные кристаллы (562—569) . . . . .	85—90
<b>Глава 16. Поляризация при двойном лучепреломлении:</b>	
Поляризация при двойном лучепреломлении.—Призма Николя.—Турмалин (570—572) . . . . .	90—92
<b>Глава 17. Двойкопреломляющие тела в поляризованном аппарате:</b>	
Поляризационные аппараты.— Гипсовый листочек в поляризационном аппарате.—Теория гипсового листочка.—Действие толстых пластинок.—Испытание на двойное лучепреломление при помощи поляризационного аппарата.—Крест, получающийся в исландском шпате.—Теория.—Лемнискаты двuosных кристаллов (573—580) . . . . .	92—90
<b>Глава 18. О круговой поляризации:</b>	
Вращение плоскости поляризации в кварце.—Теория Френеля.—Сахариметрия.—Полутеневого сахариметр Лорана.—Из истории оптики (581—584)	99—100
<b>Глава 19. Солнечное излучение:</b>	
Совершенно черное тело.—Солнечная постоянная.—Пиргелиометр Пулье.—Термомультипликатор Меллони.—Болометр.—Солнечный тепловой спектр (585—590) . . . . .	104—108
<b>Глава 20. Об испускании и поглощении эфирных волн:</b>	
Испускание, влияние вещества.—Влияние температуры.—Ультрафиолетовые лучи.—Ультракрасные лучи.—Законы излучения черного тела.—Принцип Доплера.—Поглощение (абсорбция).—Теория Прево.—Закон Кирхгофа.—Выводы (591—598) . . . . .	108—117

## ЧАСТЬ VIII. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

<b>Глава 1. Электрические силы и электричество:</b>	
Электрические силы.—Электричество.—Проводники и изоляторы.—Положительное и отрицательное электричество.—Электрическое влияние.—Электроскоп с золотыми листочками.—Испытание наэлектризованного тела посредством электроскопа.—Закон сохранения электричества.—Проведение электричества водяной оболочкой стекла.—Электрофор.—Электрическое притяжение незаряженных тел (599—609) . . . . .	118—123
<b>Глава 2. Закон Кулона:</b>	
Электрические крутильные весы.—Сила, действующая между двумя наэлектризованными точками.—Сложение электрических сил.—Основной закон Кулона, электростатическая единица количества электричества.—Электрическое поле, электрические силовые линии.—Электричество находится в равновесии на внешней поверхности проводника.—Плотность электричества.—Действие острия.—Электрическая машина с трением.—Электрическая машина с влиянием (Больца) (610—618) . . . . .	123—131
<b>Глава 3. Конденсатор и электрический потенциал:</b>	
Плоский конденсатор.—Электрический потенциал.—Поверхность равного потенциала.—Потенциал проводника.—Потенциал земли принимается равным нулю.—Электрическая емкость.—Конденсатор, двойной слой, лейденская банка.—Диэлектрическая постоянная.—Теория Фарадея-Максвелля (619—627) . . . . .	131—238

- Глава 4. О разряде лейденской батареи:**  
Искровой потенциал.—Разряжение лейденской банки.—Постановка опыта, мерительная банка.—Тепловое действие разряда лейденской банки.—Работа заряжения.—Теплота искр.—Треск искры.—Продолжительность искры, колебательный разряд.—Молния.—Громоотвод (628—637) . . . . . 138—144
- Глава 5. Постоянные магниты и магнитные поля:**  
Магнитная полярность.—Полярность самых маленьких частей магнита.—Основной закон Кулона.—Магнитное поле.—Магнитные силовые линии.—Любой магнит в однородном поле.—Магнитная сила, действующая по оси короткого линейного магнита.—Земной магнетизм.—Элементы земного магнетизма.—Стрелка склонения.—Отклонение магнитной оси от геометрической.—Стрелка наклонения.—Определения горизонтального напряжения.—Опыт колебаний.—Опыт отклонений.—Выражение горизонтального напряжения в абсолютной мере.—Метод зеркального отсчитывания.—Земля как магнит (638—656) . . . . . 144—156
- Глава 6. О разомкнутых гальванических элементах:**  
Квадрантный электрометр Томсона.—Гальванический элемент.—Электродвижущая сила.—Расчет наблюдаемой на электрометре разности потенциалов.—Проводники первого и второго рода.—Определение гальванического элемента.—Гальваническая батарея элементов, соединенных последовательно. Гальваническая батарея элементов, соединенных параллельно.—Непостоянные и постоянные элементы.—Нормальные элементы.—Концентрационный элемент.—Численные величины электродвижущих сил.—Явление Вольты (657—668) . . . . . 156—165
- Глава 7. Замкнутые элементы и закон Ома:**  
Замкнутый элемент.—Закон Ома. На концы однородной проволоки действует разность потенциалов  $V$ .—Составной линейный проводник.—Закон Ома для замкнутого элемента. Составление батарей.—Общее выражение закона Ома для линейных проводников.—Земной проводник, земной ток (669—676) . . . . . 165—172
- Глава 8. Об измерении силы тока по магнитному действию тока (гальванометр):**  
Магнитное действие тока.—Закон Био-Савара.—Абсолютная электромагнитная единица тока.—Первый принцип Максвеллвской теории.—Гальванометр со стрелкой, тангенс-буссоль.—Мультипликатор.—Зеркальный гальванометр Видемана.—Магнитные возмущения в земном поле.—Баллистический гальванометр (677—685) . . . . . 172—180
- Глава 9. Измерение сопротивления и электродвижущей силы:**  
Единица сопротивления; единица Сименса, ом.—Реостаты.—Нормальный элемент и источник тока.—Гальванометр с побочной цепью, разветвление токов.—Сравнение сопротивлений, мостик Уитстона.—Удельная электропроводность проводников 1-го рода.—Влияние температуры.—Магазины сопротивлений.—Электропроводность электролитов.—Сравнение электродвижущих сил двух постоянных элементов.—Компенсационный метод Поггендорфа (686—696) . . . . . 180—188
- Глава 10. Об электролизе:**  
Электроды.—Разложение воды.—Электролиз металлических солей.—Про-

- дукты разложения.—Теория Гротгуса.—Теория Клаузиуса и Аррениуса, свободные ионы.—Гитторфово число переноса.—Продукты электролиза, поддающиеся наблюдению.—Электролиз расплавленного хлористого лития.—Водный раствор азотнокислого серебра.—Водный раствор азотнокислого натра.—Влияние плотности тока на образующиеся продукты.—Первый закон Фарадея.—Второй закон Фарадея.—Эквивалентный заряд, элементарное количество электричества.—Вольтметр.—Осаждение металлов.—Отношение цинка к разведенной серной кислоте.—Технические приложения (697—714) . . . . . 188—197
- Глава 11. О гальванической поляризации:**  
 Постановка опыта.—Свинцовые пластинки в разведенной серной кислоте.—Причина возникновения поляризационного тока.—Свинцовый аккумулятор.—Платиновые пластинки в разведенной серной кислоте.—Газовый элемент Грове.—Происхождение поляризации.—Разложение воды.—Неполяризующиеся электроды.—Непостоянные и постоянные элементы.—Элемент Даниэля.—Элемент Бунзена.—Нормальные элементы.—Капиллярный электрометр Липмана (715—727) . . . . . 197—204
- Глава 12. Закон Джауля и абсолютная электромагнитная система мер:**  
 Джаулево тепло.—Закон Джауля.—Тепловой амперметр.—Абсолютная электромагнитная единица электродвижущей силы.—Вольт.—Абсолютная электромагнитная единица сопротивления.—Ом.—Ампер.—Интернациональные единицы.—Уатт.—Электрическая подача теплоты; электрокалориметрические методы.—Кулон, фарад, микрофарад.—Скорость с.—Сохранение энергии в гальваническом элементе (728—739) . . . . . 204—211
- Глава 13. Явление Пельтье и термоэлектрический ток:**  
 Опыт Пельтье.—Термоэлектрический ток.—Термоэлектрический ток и явление Пельтье.—Термоэлектрический элемент и термоэлектрический столбик.—Применение термоэлектрических токов (740—744) . . . . . 211—214
- Глава 14. Проведение электричества в металлах, электролитах и газах:**  
 Электропроводность металлов.—Электропроводность электролитов.—Электропроводность газов.—Теория.—Рекомбинация диссоциировавших ионов. Ток насыщения.—Подвижность ионов газа.—Ионы газа, как центры конденсации. Заряд ионов газа.—Самостоятельное движение тока.—Тихий разряд.—Светящийся разряд.—Дуговой разряд.—Дуговой свет, дуговые лампы. Экономия дугового света.—Потребление энергии в различных электрических лампах (745—757) . . . . . 214—229
- Глава 15. О магнитных полях электрических токов и об индуктированном магнетизме:**  
 Малый замкнутый ток.—Любой замкнутый ток, магнитный диск.—Соленоид.—Магнитное поле внутри соленоида.—Индуктированный магнетизм.—Предельная величина индуктированного магнетизма.—Теория В. Вебера.—Магнитный экран, панцирный гальванометр.—Постоянный магнетизм.—Подковообразный электромагнит.—Аппарат Морзе.—Диамагнитные и парамагнитные тела. Опыты Фарадея.—Магнитное вращение плоскости поляризации света.—Явление Зеемана (758—772) . . . . . 229—237



**Глава 16. О механических действиях, оказываемых в магнитном поле на проводники с идущим по ним током:**

Проводник с идущим по нему током направлен перпендикулярно к силовым линиям.—Работа электромагнитных сил.—Наклонные к силовым линиям носители тока.—Замкнутый носитель тока.—Гальванометр с вращающейся катушкой.—Осциллограф.—Параллельные носители тока (773—779) . . . . .

237—249

**Глава 17. Об электромагнитной индукции:**

Вращение магнита около тока.—Колесо Барлоу.—Применение закона сохранения энергии.—Прямолинейная проволока, передвигаемая через магнитное поле.—Закон Ленца.—Направление индукционного тока.—Электродвижущая сила индукционного тока.—Индукция в замкнутой цепи, второй принцип теории Максвелла.—Земной индуктор, измерение наклона.—Магнит, движущийся относительно соленоида.—Ток при замыкании и размыкании цепи.—Стержень из мягкого железа.—Индукция, индукционные линии.—Магнитная цепь.—Гистерезис.—Токи Фуко.—Самоиנדукция, индуктивность.—Томсоновский круг колебаний, электрические колебания.—Искра прерывания, сверхнапряжение.—Самодельствующий камертон.—Молоточек Неефа (780—798) . . . . .

249—256

**Глава 18. Применение индукционных токов, техника постоянных токов:**

Получение сильных электрических токов.—Граммово кольцо.—Барабанный якорь.—Магнито-электрическая машина и динамо-машина.—Напряжение у зажимов, коэффициент полезного действия.—Рядовые машины, машины с лобочной цепью, компаунд-машины.—Распределение электрической энергии.—Система двойных и тройных проводов.—Электромтр (799—806) . . . . .

256—264

**Глава 19. Переменный ток, техника переменных токов:**

Действие синусообразного переменного напряжения на катушку, эффективная сила тока, фактор эффекта. Вычисление силы переменного тока.—Последовательное включение емкости и индуктивности, электрический резонанс, резонансный индуктор.—Инструменты для измерения переменных токов, электродинамометр, уаттметр.—Генератор переменного однофазного тока.—Многофазный ток, вращающийся ток, вращающееся поле.—Переменный ток от машины постоянного тока.—Синхронный мотор.—Асинхронный мотор.—Трансформаторы.—Ток замыкания и размыкания.—Индукционный аппарат.—Прерыватель Венцельта, Трансформатор переменных токов.—Ртутнопаровой выпрямитель.—Телефон Бедля.—Микрофон.—Различие этих систем.—Измерение электролитических сопротивлений посредством переменных токов и телефона (807—824) . . . . .

264—283

**Глава 20. Электрические волны:**

Электромагнитная теория света Максвелла.—Опыты Гертца.—Первичный проводник.—Стоячие волны электрической силы.—Вторичный проводник.—Измерение скорости распространения электрических волн.—Установка Лехера.—Опыты с зеркалами.—Когерер.—Образование тени.—Отражение.—Преломление.—Поляризация.—Значение этих опытов.—Беспроводный телеграф.—Электронная трубка.—Машины высокой частоты (825—840\*) . . . . .

283—295

Глава 21. Электрические конвекционные лучи, рентгеновские лучи, радиоактивность:

Катодные лучи.—Теория.—Определение удельного заряда  $\frac{e}{m}$ .—Возбуждение катодных лучей в вакууме.—Дальнейшее развитие гипотезы квантов.— $\beta$ -лучи радия; электромагнитная масса, электроны.—Поглощение катодных лучей.—Взаимодействия между катодными лучами и газовыми молекулами, потенциал излучения, потенциал ионизации.—Положительные лучи, каналовые лучи, явление Штарка, анодные лучи.— $\alpha$ -лучи радия.— $\alpha$ -лучи в водороде, водородные  $\alpha$ -лучи.—Рентгеновы лучи (X-лучи).—Интерференция и спектроскопия рентгеновых лучей.—Квантовое соотношение, относящееся к испусканию рентгеновых лучей.—Радиоактивность.—Радиоактивные превращения.—Запас энергии в радии и развитие им теплоты.—Изотопные элементы.—Оценка сильных препаратов радия.—Торий, препарат мезотория.—Светящиеся краски (841—857) . . . . . 295—324

Глава 22. Электрическая теория материи:

Атом водорода, серия Бальмера.—Периодическая система элементов.—Оптические частоты.—Частоты рентгеновых лучей.—Заключение.—К истории учения об электричестве (858—863) . . . . . 324—332

Алфавитный указатель ко второй части . . . . . 334

## ОПЕЧАТКИ

---

48	9—10 св.	т. е. собственно освещения, уменьшенного силу единицы	т. е. пропорциональные этому освещению, уменьшенному единицу
206	10 снизу	Е. М. К.	Э. д. с.
265	Рис. 408		

---

## ЧАСТЬ VII

### ОБ ИЗЛУЧЕНИИ И В ОСОБЕННОСТИ О СВЕТЕ <sup>1)</sup>

#### Глава 1. Прямолинейное распространение света

431. Световое ощущение, свет, световой луч. Световое ощущение возникает вследствие раздражения зрительного нерва, производимого каким бы то ни было способом; обычным средством раздражения его является свет.

Свет исходит из тел, которые мы называем самосветящимися. Вообразим очень маленькое светящееся тело, так называемую светящуюся точку. Свет от нее распространяется во всех направлениях по некоторым путям, которые называются путями световых лучей.

Оптически изотропными называются тела, которые по всем направлениям одинаково относятся к распространению света. Прохождение лучей в этих телах, если только свету не приходится проходить через очень узкие отверстия (п. 545 и следующие), определяется всецело законами прямолинейного распространения, отражения и преломления света.

432. Закон прямолинейного распространения света. В однородной среде свет распространяется по прямой линии. Если перед светящейся точ-

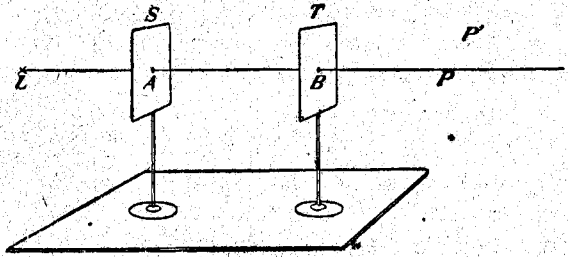


Рис. 188.

<sup>1)</sup> Литература: L. Lorenz. Учение о свете.

кой  $L$  (Рис. 188) поставить два экрана  $S$  и  $T$  с маленькими отверстиями  $A$  и  $B$ , то свет только тогда проходит через  $T$  и достигает точки  $P$ , когда  $L$  и  $P$  лежат на одной прямой  $AB$ . До точки же  $P'$  свет не доходит, так как он не может достигнуть ее, не покидая прямолинейного пути.

433. Тень. Если перед светящейся точкой  $L$  находится непрозрачное тело  $A$  (Рис. 189), то в конус тени или просто в тень от тела  $K$  свет не попадает. Граница этого конуса тени получается, если проходящую через  $L$  прямую заставить двигаться вокруг тела  $A$  так, чтобы она всегда его касалась.

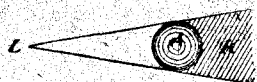


Рис. 189.

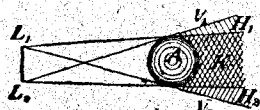


Рис. 190.

Если источник света не представляет точки, если он, например, является светящейся линией (Рис. 190), то свет не имеет никакого доступа в полную тень (центральную часть тени)  $K$ , которая представляет часть тени, общую теневым конусам, даваемым телом от крайних точек светящейся линии  $L_1$  и  $L_2$ . В часть же  $H_1$  — полутень — свет вовсе не доходит только от точки  $L_2$ , но зато эта часть вся освещается точкою  $L_1$ ; при этом каждая точка полутени освещается тем большим числом точек светящейся линии, чем дальше отстоит эта точка от полной тени  $K$ . Поэтому полная тень  $K$  через полутень постепенно переходит во вполне освещенную часть  $V$  пространства.

434. Изображения от малых отверстий. Светящийся предмет  $GG'$  (Рис. 191) находится перед экраном  $D$  с малым отверстием  $o$ ; за экраном стоит белая доска  $S$ . Пусть  $GG'$  представляет стрелку, поверхность которой перпендикулярна к плоскости рисунка. Тонкий конусообразный пучок лучей от  $G$  через отверстие  $o$  достигает доски и освещает на ней небольшое пространство, форма которого зависит от формы отверстия и которое уменьшается с уменьшением отверстия. Это освещенное место доски  $S$  мы называем изображением точки  $G$ . Изображения различных точек  $GG'$  соединяются в одно обратное изображение  $BB'$  предмета  $GG'$ . Такое изображение тем более резко очерчено, но зато тем более слабо освещено, чем меньше отверстие  $o$ .

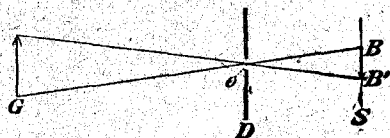


Рис. 191.

Маленькое отверстие, через которое светит в комнату солнце,

обыкновенно дает на полу и на стене круглое изображение. Во время же солнечного затмения, когда солнце получает форму серпа, и это изображение его через малое отверстие имеет вид серпа.

## Глава 2. Об отбрасывании или отражении света

435. **Правильное отражение.** Если на пути солнечных лучей, входящих через отверстие в темную комнату, поместить наклонно к их направлению стеклянную пластинку, то на стене за пластинкой получается светлое пятно: часть падающего на нее света входит в пластинку и проходит через нее.

В том месте, где на пластинку падают лучи, она представляется ярко освещенной, откуда бы мы ни смотрели на нее: часть падающего на пластинку света рассеивается во все стороны. Этот рассеянный свет и делает для нас предметы видимыми при дневном свете.

Наконец, на стенке мы видим еще одно светлое пятно, которое меняет место при изменении направления пластинки: часть света отражается правильно, т. е. в направлении, зависящем от направления отражающей или зеркальной поверхности.

436. **Зеркало.** Полированная металлическая пластинка дает в этом случае более яркое отраженное пятно; поэтому, чтобы достигнуть сильного отражения при помощи стеклянной пластинки, ее покрывают с задней стороны оловянной амальгамой (сплав олова и ртути). При таких амальгамированных (наведенных) зеркалах получают два отраженных луча, из которых один более слабый — от передней поверхности стекла, другой более сильный — прошедший в стекло и отраженный амальгамированной поверхностью; первый из них иногда мешает ясности изображения<sup>1)</sup>.

437. **Закон отражения** устанавливает направление для отраженного луча. Пусть (Рис. 192)  $EO$  падающий луч. Назовем перпендикуляр  $OP$ , составленный к плоскости зеркала  $SS$  в точке  $O$  падения луча, перпендикуляром в точке падения, плоскость  $EOP$ , проведенную через луч и этот перпендикуляр, — плоскостью падения, углы, образуемые с перпендикуляром падающим и отраженным лучами, — соответственно углом падения и углом отражения.

По закону отражения отраженный луч остается в плоскости

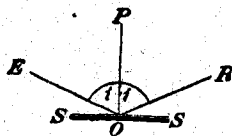


Рис. 192.

<sup>1)</sup> В настоящее время амальгамированные зеркала уступают место серебряным зеркалам, т. е. стеклам, покрытым тонким слоем серебра, осевшего из серебрящей жидкости, наливаемой на стекло.

падения и располагается в ней так, что угол отражения  $\angle ROP$  равен углу падения  $\angle EOP$ .

Если, наоборот, падающий луч идет по направлению  $RO$ , то, согласно формулированному нами закону отражения, отраженный луч, пойдет по  $EO$ . Это представляет частный случай закона обратимости в оптике, по которому свет, проходя некоторый путь в определенном направлении, всегда может совершать тот же путь и в противоположном направлении.

438. Опытное доказательство закона отражения. Положим, что трубка  $AB$  может вращаться около центра  $C$  вертикального круга с нанесенными на нем делениями (Рис. 193) в плоскости, параллельной кругу; пластинки, закрывающие концы трубки, имеют маленькие отверстия по оси трубки.

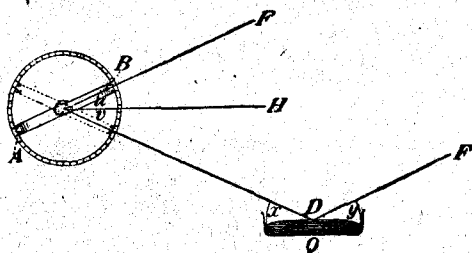


Рис. 193.

Таким прибором, так называемым диоптром, пользовались астрономы старых времен, например, Тиходе-Браге, для определения направления лучей, доходящих к нам от звезд (ср. п. 497).

Диоптр направляют на неподвижную звезду так, чтобы она была через него видна; тогда линия, проходящая через оба малые отверстия, т. е. ось диоптра, имеет направление  $FC$  лучей, исходящих от неподвижной звезды.

Поверхность ртути в сосуде  $Q$  — совершенно горизонтальная (134) зеркальная поверхность. Диоптр направляют по  $CD$  так, чтобы видеть в него звезду при посредстве отраженных от горизонтальной поверхности ртути лучей.

В обоих случаях по делениям круга отсчитывают углы  $u$  и  $v$ , образуемые осью диоптра с горизонтальной плоскостью  $CH$ , и оказывается, что

$$u = v$$

А так как  $v$  и  $x$  — внутренние накрест лежащие углы между параллельными прямыми и их секущей, то

$$v = x$$

Так как затем лучи  $FC$  и  $FD$ , исходящие от неподвижной звезды, параллельны, то углы  $u$  и  $y$ , образуемые параллельными прямыми,

направленными в одну сторону, равны между собою:

$$u = y.$$

А так как  $u = v$ , то  $x = y$ , т. е. падающий и отраженный лучи образуют с зеркалом, а следовательно, и с перпендикуляром, восставленным в точке падения, равные углы.

439. Если плоское зеркало повернуть около оси, перпендикулярной к плоскости падения, на угол  $w$ , то отраженный луч вращается на двойной угол  $2w$ . В самом деле, падающий луч  $EO$  (Рис. 194) образует с новым перпендикуляром в точке падения  $OP'$  угол  $i + w$ ; новый же отраженный луч  $OR'$  с новым перпендикуляром составляет такой же угол  $i + w$ ; следовательно, с прежним перпендикуляром, с которым прежний отраженный луч  $OR$  составлял угол  $i$ , новый отраженный луч образует угол  $i + 2w$ .

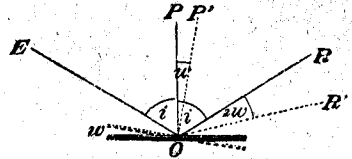


Рис. 194.

440. Зеркальный секстант служит для измерения угла  $x$ , образуемого лучами, идущими от двух далеких точек  $P$  и  $Q$  к глазу. В центре  $O$  кругового сектора (Рис. 195) помещается высеребренное (или амальгамированное) зеркало  $S$ , плоскость которого перпендикулярна к плоскости круга и которое может вращаться около перпендикулярной к кругу оси. Наискось против него прикреплено другое зеркальное стеклышко  $G$ , нижняя часть которого высе-

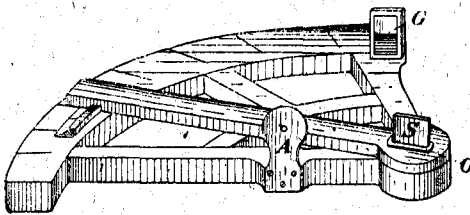


Рис. 195.

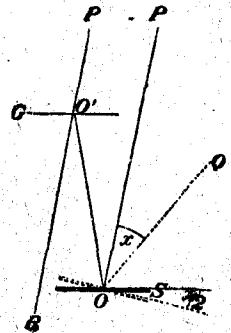


Рис. 196.

ребрена, а верхняя лишена наводки. Исходящий из  $P$  (Рис. 196) луч  $PO$  при помощи двукратного отражения отбрасывается по направлению  $O'R$ . Если плоскости  $S$  и  $G$  параллельны, то  $O'R$  параллельно  $PO$ . Другой выходящий из  $P$  луч  $PO'$  через лишённую наводки часть зеркала  $G$  попадает в глаз в том же направлении  $O'R$ , так как все лучи, исхо-



дящие из весьма отдаленной точки  $P$ , можно рассматривать как параллельные. Поэтому, если смотреть через отверстие  $A$  (Рис. 195), то видны два изображения  $P$ , которые можно отличить друг от друга по их различной яркости. Совпадение изображений указывает на параллельность  $S$  и  $G$ .

Если вращать зеркало  $S$ , выводя его из только что описанного положения, то можно опять-таки довести до совпадения два изображения: непосредственное изображение точки  $P$  и полученное посредством двукратного отражения изображение какой-либо другой точки, лежащей в плоскости чертежа, например, точки  $Q$ . Если для этой цели зеркало  $S$  нужно повернуть на угол  $w$ , то искомый угол  $\alpha = 2w$  (439).

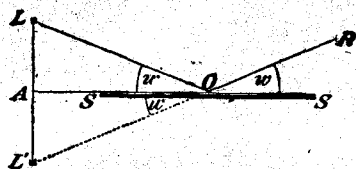


Рис. 197.

зеркала, в точке  $L'$ . Угол  $L'OA$  равен своему вертикальному углу  $ROS$ , который, согласно закону отражения, равен углу  $LOA$ ; отсюда:

$$\angle LOA = \angle L'OA,$$

а так как затем

$$\angle LAO = \angle L'AO = 90^\circ,$$

и  $OA$  — общая двум треугольникам сторона, то

$$\triangle LOA \cong \triangle L'OA;$$

откуда

$$L'A = LA.$$

Так как, согласно этому равенству, положение  $L'$  не зависит от точки падения  $O$ , то продолжения всех лучей, выходящих из  $L$  и отраженных зеркалом, пересекаются в одной и той же точке  $L'$ .

Определение. Если лучи, выходящие из одной точки  $L$ , претерпевают такие изменения в своем направлении, что пересекаются в другой точке  $L'$ , то  $L'$  называется оптическим изображением  $L$ . Изображение называется действительным, если пересекаются сами лучи, и мнимым, если пересечение имеет место для их продолжений, проведенных за зеркало.

Если в действительное изображение точки поместить рассеивающую свет поверхность, например, лист бумаги, то он освещается там, где на него падает свет. Поэтому действительное изображение можно получить на экране, тогда как мнимое таким образом получено быть не может.

Плоское зеркало дает мнимое изображение точки  $L$  в  $L'$ . Отраженные лучи, проникающие в глаз, помещенный в пучок  $A$  световых лучей (Рис. 198), дают изображение в том самом направлении, как если бы они исходили из мнимого изображения точки  $L'$ . Поэтому глаз видит в  $L'$  мнимое изображение.

Таким образом, плоское зеркало дает мнимое изображение находящейся перед ним светящейся точки  $L$ ; оно лежит на перпендикуляре, опущенном из  $L$  на плоскость зеркала, на таком же расстоянии за зеркалом, на каком светящаяся точка  $L$  лежит перед зеркалом. Если перед зеркалом находится светлый предмет, то каждая точка его, отражаясь, согласно вышеизложенному, получает свое изображение в зеркале (Рис. 199). Два пространственных изображения, относящиеся друг к другу, как предмет и его изображение в

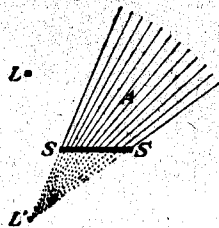


Рис. 198.

зеркале, называются взаимно симметричными по отношению к зеркалу, как к плоскости симметрии. Такие фигуры вообще не могут покрывать друг друга, а следовательно, они несовместимы. Так, левая рука симметрична с правой, и на изображении нашего тела в зеркале наша правая рука является левой.

Изображение линейного предмета в плоском зеркале повернуто в плоскости, проходящей через предмет перпендикулярно к зеркалу, на удвоенный угол между предметом и зеркалом (Рис. 199).

442. **Опыты.** Если стеклянное зеркало лишено наводки, то одновременно с мнимым изображением через него можно видеть и какой-либо действительный находящийся за зеркалом предмет. Мнимое изображение совпадает с этим предметом в том случае, когда они видны в одном и том же месте при всяком положении глаза в пространстве  $A$  (Рис. 198), из которого вообще видно это изображение. Благодаря этому, можно приблизительно определять место, занимаемое мнимым изображением. Если же при этом самого не имеющего амальгамы зеркала не видно, то при помощи его можно вызывать оптические иллюзии. Зрительный зал в этом

Рис. 199.

случае должен совпадать с пространством  $A$ , в котором есть отраженные лучи (Рис. 198), так как глаз, находящийся вне этого пространства, не видит изображения в зеркале.

443. Сферические зеркала имеют форму шарового сегмента. Смотря по тому, отражает ли вогнутая или выпуклая поверхность, зеркало называется вогнутым или выпуклым. Центр  $C$  шара (Рис. 200), часть которого составляет зеркальная поверхность, называется центром кривизны; геометрический центр  $S$  зеркала — его вершиной; линия  $CS$ ,

соединяющая точки  $C$  и  $S$ , — главной оптической осью; наконец, угол, образуемый двумя лежащими в одной плоскости с осью радиусами, проведенными к краям зеркала, — отверстием зеркала.

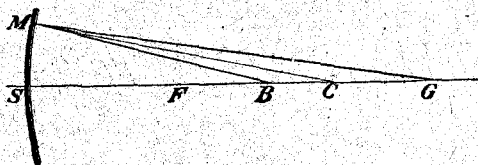


Рис. 200.

444. Вогнутое зеркало. Положим, что от светящейся точки  $G$ , лежащей на оси, на зеркало (Рис. 200) падает луч  $GM$ . Для отражения имеет значение форма только той части поверхности зеркала, которая находится в непосредственном соседстве с точкой падения  $M$ ; эта весьма малая часть сферической поверхности совпадает с плоскостью, касательной к шару в точке  $M$ . А так как радиус шара  $CM$  перпендикулярен к этой касательной плоскости, то  $CM$  представляет перпендикуляр в точке падения, плоскость бумаги рисунка — плоскость падения и  $BM$  — отраженный луч, если  $\angle BMC = \angle GMC$ . Выходящий из  $G$  луч  $GS$  имеет угол падения  $= 0$ , а потому для него направление  $SG$  отраженного луча совпадает с направлением  $GS$  падающего луча. Отраженные лучи  $SG$  и  $MB$  пересекаются в  $B$ .

Так как угол при  $M$  в треугольнике  $BMG$  линией  $CM$  делится пополам, то

$$BC : BM = GC : GM.$$

На основании этой пропорции можно найти точку  $B$ , если дана  $G$ ; при этом  $B$  оказывается в зависимости от точки падения  $M$ . Следовательно, не все лучи, падающие от  $G$  на зеркало, пересекаются после отражения в одной точке, и сферическое зеркало не может дать совершенного изображения. Если, однако, прикрыть края зеркала, оставив открытой столь небольшую часть его у вершины  $S$ , чтобы можно было принять для отразившихся лучей  $BM = BS$  и  $GM = GS$ , то получим:

$$BC : BS = GC : GS.$$

(75)

Поскольку можно применять это уравнение, зеркало дает совершенные изображения, так как тогда положение точки  $B$  независимо от точки падения  $M$ .

445. Формула зеркала. Примем расстояние предмета, представляющего собой точку, от зеркала, или расстояние предмета  $GS = g$ , расстояние изображения от зеркала  $BS = b$ , радиус кривизны зеркала  $SC = r$ . Из чертежа (Рис. 200) следует, что  $GC = g - r$ ,  $BC = r - b$ . Подставив эти величины в пропорцию (75), получим

$$b \cdot (g - r) = g \cdot (r - b),$$

или

$$br + gr = 2bg;$$

разделив обе части на  $b \cdot g \cdot r$ , получим

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f}, \quad (75^a)$$

где  $f = \frac{r}{2}$ .

446. Исследование уравнения (75<sup>a</sup>). При  $g = \infty$  получим, что  $b = f$ ;  $f$  называется главным фокусным расстоянием, и, если отложить  $SF = f$ , то  $F$  представляет главный фокус зеркала. В этой точке образуется изображение той точки, которая лежит на оси в бесконечном расстоянии от зеркала и от которой исходят лучи, параллельные оси.

Положим, что предмет приближается к зеркалу. Так как величина  $\frac{1}{g} + \frac{1}{b}$  остается при этом неизменной (75<sup>a</sup>), то если  $g$  уменьшается,  $b$  увеличивается: изображение и предмет идут друг другу навстречу.

При  $g = r$  и  $b$  равно  $r$ , т. е. предмет и его изображение встречаются в центре кривизны зеркала.

При  $g = f$ ,  $b = \infty$ , т. е. если предмет находится в главном фокусе, то лучи, отраженные от него зеркалом, параллельны оси, и изображение отходит на бесконечное расстояние.

Все до сих пор рассмотренные изображения действительны.

Если  $g < f$  и предмет лежит, как говорят, внутри фокусного расстояния, то  $b$  — величина отрицательная. Отрицательные расстояния изображения, которые, как показывает построенный для этого случая чертеж, следует откладывать позади зеркала, означают, что проведенные назад продолжения лучей пересекаются за зеркалом, или что за зеркалом образуется мнимое изображение.

447. Построение изображений. Пусть  $GG'$  будет (Рис. 201) небольшая линия, перпендикулярная к оси. Параллельный оси луч  $G'M$  после отражения пройдет через главный фокус  $F$ ; луч же  $G'C$ , проходящий через центр кривизны зеркала  $C$ , отразится по направлению прямо

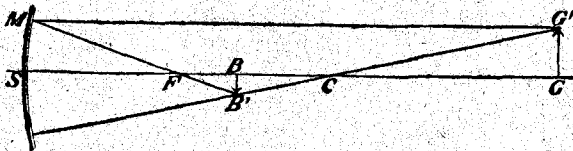


Рис. 201.

противоположному тому, по которому он падает. Точка пересечения  $B'$  обоих этих лучей представляет изображение точки  $G'$ .  $B'B$ , проведенное перпендикулярно к оси, является действительным обратным изображением  $G'G$ , так как изображение близкой к оси и к ней перпендикулярной линии представляет точно так же близкую к оси и к ней перпендикулярную линию<sup>1)</sup>.

Обозначим величину изображения  $BB'$  через  $\beta$ , а величину предмета  $GG'$  через  $\gamma$ ; из подобия треугольников  $BB'C$  и  $GG'C$  следует

$$\beta : \gamma = BC : GC,$$

или по уравнению (75):

$$\beta : \gamma = BS : GS = b : g \quad (76)$$

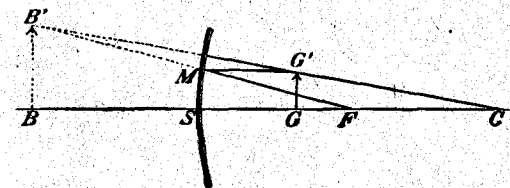


Рис. 202.

На рис. 202 построено мнимое изображение предмета, находящегося внутри фокусного расстояния; оно прямое и увеличенное.

448. Резюме. Вогнутые зеркала дают действительные или мнимые изображения, смотря по тому, находится ли предмет вне или внутри

<sup>1)</sup> Из чертежа (Рис. 201) имеем:

$$B'G' : B'C = MG' : FC = g : f,$$

$$(B'G' - B'C) : B'C = (g - f) : f = g : b,$$

согласно ур. (75<sup>a</sup>); т. е.

$$G'C : B'C = g : b = GC : BC,$$

если  $B$  — изображение  $G$ ; поэтому  $\triangle CGG' \sim \triangle CBB'$ , откуда

$$\angle B'BC = G'GC = 90^\circ,$$

что и требовалось доказать.

фокусного расстояния, которое равно половине радиуса кривизны зеркала. Действительные изображения всегда обратные и являются увеличенными или уменьшенными, смотря по тому, находится ли предмет внутри двойного фокусного расстояния, или же вне его. Мнимые изображения всегда прямые и увеличенные. Линейная величина изображения относится к линейной величине предмета, как расстояние изображения от зеркала к расстоянию от него предмета.

449. Опыты. Действительность изображения, даваемого вогнутым зеркалом, доказывается получением его на белом экране; предметом, изображение которого получают, служит горящая свеча. Если, при использовании всей поверхности зеркала, изображение получается расплывчатое, то для придания ему отчетливости прикрывают зеркало с краев, оставляя открытой только небольшую часть у его вершины (444).

Глаз, находящийся в пространстве, по которому проходят отраженные лучи (441), может определить место действительного изображения и без получения его на экране; помещаемый на месте изображения предмет облегчает наблюдение (442).

В качестве предмета для получения мнимого изображения служит находящаяся близко от зеркала голова наблюдателя.

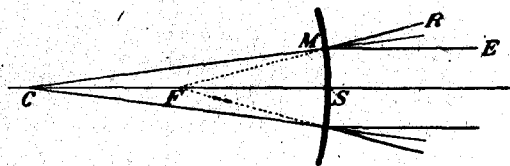


Рис. 203.

450. Выпуклое зеркало.

Если изложенный в п. 444 метод применить к выпуклому зеркалу, то получим следующие результаты. Лучи, падающие параллельно оси

(Рис. 203), отражаются таким образом, что проведенные за зеркало продолжения их пересекаются там на оси в точке  $F$ , которая лежит посредине между центром  $S$  зеркала и центром кривизны его и называется мнимым главным фокусом выпуклого зеркала.

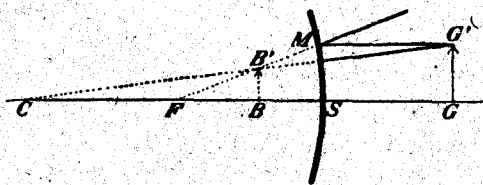


Рис. 204

Пусть  $GG'$  (Рис. 204) будет небольшая перпендикулярная к оси линия. Луч  $GM$  падает параллельно оси, а проведенное за зеркало продолжение отраженного в точке  $M$  луча проходит через главный фокус  $F$ . Луч, падающий по направлению к центру кривизны по  $G'C$ , отражаясь, возвращается по тому же самому

пути в обратном направлении. Проведенные за зеркало продолжения обоих этих отраженных лучей пересекаются в  $B'$  и дают изображение точки  $G'$ . Рис. 204 показывает, что выпуклые зеркала дают мнимые прямые и уменьшенные изображения, находящиеся между центром зеркала и мнимым фокусом. Формула (75<sup>a</sup>) годна и для выпуклого зеркала; нужно только, согласно п. 446, принять  $f = -FS$  и  $b = -BS$ .

451. Несовершенные изображения в зеркалах не имеют геометрического подобия с предметом и изменяют свою форму и положение в зависимости от положения глаза. Эти свойства изображений наблюдаются в выпуклых зеркалах с большим отверстием, а еще лучше в выпуклых цилиндрических и конических зеркалах.

#### Глава 4. Преломление света

452. Закон Снеллиуса. Луч, который из среды 1 проникает в другую среду 2, претерпевает при этом вообще некоторое изменение направления, или преломление. Когда узкий пучек солнечных лучей падает под острым углом на поверхность воды, то можно заметить преломление, если устроить так, чтобы лучи и в воздухе и в воде скользили по белому экрану.

Если угол, образуемый преломленным лучем с перпендикуляром в точке падения (437), назвать углом преломления, то, согласно закону преломления, открытому в 1621 г. В. Снеллем (Снеллиусом), преломленный луч ( $OB$  на рис. 205) остается в плоскости падения, и отношение  $\sin$  угла падения к  $\sin$  угла преломления, так называемый коэффициент, или показатель преломления, зависит только от природы обеих сред. Пусть (Рис. 205)  $i_1$  — угол падения,  $i_2$  — угол преломления,  $n_{12}$  — показатель преломления для перехода света из 1 среды во 2; тогда

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}. \quad (77)$$

Луч, идущий в среде 2 по пути  $BO$ , согласно закону обратимости (437), проходит в среде 1 по  $OE$ ; а потому

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{21} = \frac{1}{n_{12}}. \quad (78)$$

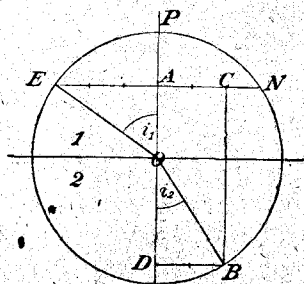


Рис. 205.

Обыкновенно под показателем преломления какого-либо тела понимают отношение синусов углов падения и преломления при переходе света из воздуха в тело. Показатель преломления кронгласа составляет около  $\frac{3}{2}$ , воды —  $\frac{4}{3}$ .

Если луч при переходе из 1 среды во 2 приближается к перпендикуляру в точке падения, то 2 среда называется средой оптически более плотной, чем 1. Стекло оптически плотнее воздуха; бензол оптически плотнее воды, тогда как удельный вес бензола меньше удельного веса воды.

453. Построение преломленного луча. Пусть  $EO$  (Рис. 205) будет падающий луч,  $OP$  — перпендикуляр в точке падения, среда 1 — воздух, 2 — кронглас. Опишем из  $O$  круг произвольного радиуса, проведем  $NE \perp OP$ , разделим  $EA$  на три равные части, отложим две таких части от  $A$  к  $N$  ( $AC$ ) и проведем  $CB$  параллельно  $OP$ . Тогда  $OB$  будет преломленным лучем. В самом деле, если принять радиус круга равным 1, то  $\sin i_1 = AE$  и  $\sin i_2 = BD = AC$ , и, следовательно,

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{AE}{AC} = \frac{3}{2}.$$

454. Полное внутреннее отражение. Положим, что среда 1 — воздух, 2 — вода. Угол преломления в воде растёт с увеличением угла падения в воздухе и, если последний достиг  $90^\circ$ , если, следовательно, луч в воздухе скользит по поверхности воды, то угол преломления  $\bar{i}_2$  получается по уравнению (77), если принять  $i_1 = 90^\circ$ ,  $\sin i_1 = 1$ ; при этом

$$\sin \bar{i}_2 = \frac{1}{n_{12}}. \quad (79)$$

Для воды, где  $n_{12} = \frac{4}{3}$ ,  $\bar{i}_2 = 48^\circ 35'$ ; для кронгласа (показатель преломления 1,53)  $\bar{i}_2 = 40^\circ 49'$ .

Если представить себе, что в воздухе на точку  $O$  со всех сторон падают лучи, то они преломляются (Рис. 206) в воде в заштрихованном пространстве, при чем  $B_1OD = B'_1OD = \bar{i}_2$ . Если бы луч  $CO$ , проходящий в воде вне заштрихованного пространства, выходил в воздух по какому-либо направлению  $OA$ , то, в силу закона обратимости, проходящий в воздухе по  $AO$  луч должен был бы в воде пойти по направлению  $OC$ , тогда как в действительности луч  $AO$  после преломления пойдет в заштрихованном пространстве. Такой луч  $CO$ ,

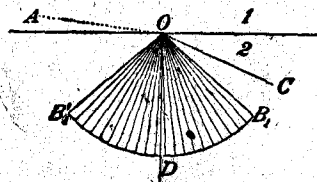


Рис. 206.



падая в воде на разграничивающую ее от воздуха поверхность под углом **большим**, чем определяемый уравнением (79) угол  $i_2$ , не может, следовательно, выйти в воздух; он целиком отражается в воде, претерпевает полное внутреннее отражение. Угол  $i_2$  называется предельным углом полного внутреннего отражения. Оно может наступить только в том случае, если луч, проходящий в оптически более плотной среде, падает на поверхность, отделяющую ее от оптически менее плотной среды.

Если снизу посмотреть в достаточно косом направлении на поверхность воды, то она представляется, благодаря полному внутреннему отражению, очень яркой, блестящей металлической поверхностью; действительно, она отражает весь падающий свет, т. е. отражает больше, чем сильно отражающая поверхность металла. Луч  $AB$ , падающий перпендикулярно на одну из равных граней стеклянной призмы, имеющей в сечении равнобедренный прямоугольный треугольник (Рис. 207), входит в призму, не преломляясь, и

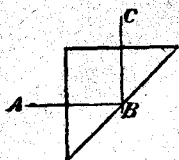


Рис. 207.

попадает на гипотенузную поверхность призмы под углом падения в  $45^\circ$ , т. е. под углом **большим**, чем предельный угол полного внутреннего отражения; глаз, находящийся в  $C$ , видит поэтому отражающую грань призмы ярко блестящей.

455. При прохождении через плоскопараллельную пластинку (Рис. 208) луч преломляется дважды, после чего выходящий луч  $CD$  оказывается несколько перемещенным по отношению к пути падающего луча  $AB$ , оставаясь ему параллельным.

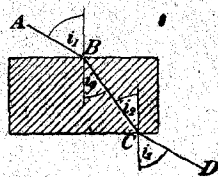


Рис. 208.

Действительно, равным углом  $i_2$ , образуемым проходящим внутри пластинки лучом с параллельными перпендикулярами в точках  $B$  и  $C$ , соответствуют, по закону обратимости, равные углы  $i_1$  в воздухе.

456. Соотношение  $n_{13} = n_{12} \cdot n_{23}$ . Если луч проходит через два соприкасающиеся плоскопараллельные слоя (Рис. 209), то, как показывает опыт<sup>1)</sup>, выходящий луч  $DE$  параллелен падающему  $AB$ . Отсюда следует прежде всего по закону обратимости, что углу падения  $EDP = i_1$  в воздухе соответствует угол преломления  $i_3$  в среде 3. Если, следовательно, луч  $AB$  входит прямо из

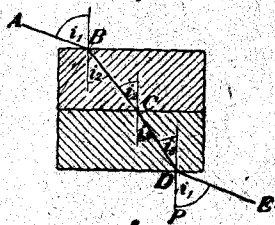


Рис. 209.

<sup>1)</sup> и как вытекает из волновой теории (см. п. 533).

1 среды в 3, то он идет параллельно  $CD$ ; на направление луча, проходящего из среды 1 в другую среду 3, помещенные между средами 1 и 3, плоскопараллельного слоя, параллельного преломляющей плоскости, не имеет никакого влияния.

Затем вследствие закона преломления

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin i_3} = n_{23};$$

перемножив эти уравнения и приняв во внимание, что

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_3} = n_{13},$$

получим

$$n_{13} = n_{12} \cdot n_{23}. \quad (80)$$

457. Абсолютным показателем преломления тела называется показатель преломления для перехода света из пустоты в тело. Если в уравнении (80) указатель 1 относится к пустоте, 2—к воздуху, 3—к телу, то это уравнение показывает, что абсолютный показатель преломления какого-либо тела равен произведению его показателя преломления, определенного в воздухе, на абсолютный показатель преломления  $n$  воздуха. Этот абсолютный показатель преломления для воздуха при нормальных условиях (169) = 1,000294; он уменьшается с уменьшением плотности воздуха, и притом так, что  $n - 1$  пропорционально плотности. Когда идущие от звезды лучи входят в атмосферу, то, проникая во все более плотные слои воздуха, они все более и более приближаются к перпендикуляру в точке падения; поэтому, благодаря преломлению лучей в атмосфере, звезда кажется более близкой к зениту<sup>1)</sup>. При астрономических наблюдениях необходимо принимать во внимание преломление лучей в атмосфере.

458. Призма. Клинообразный слой преломляющего свет вещества называется в оптике призмой. Обе грани клина, через которые проходит свет, называются преломляющими плоскостями, угол, образуемый этими плоскостями— преломляющим углом, линия пересечения этих плоскостей— преломляющим ребром; сечение призмы плоскостью, перпендикулярной к преломляющему ребру— главным сечением призмы. Рис. 210 представляет ход луча

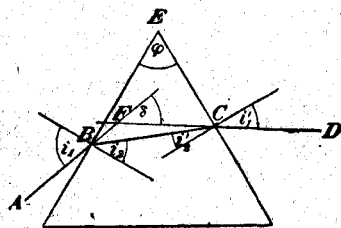


Рис. 210.

<sup>1)</sup> Это явление называется астрономической рефракцией и детально изучается в астрономии.

$ABCD$  в плоскости главного сечения призмы; луч претерпевает два преломления и отклоняется при этом к основанию призмы, если, как это принято на рисунке, вещество призмы оптически плотнее окружающей среды (здесь воздуха). Сумма обоих углов при  $B$  и  $C$  в треугольнике  $BEC$  дополняется до двух прямых как суммой  $i_2 + i_2'$ , так и преломляющим углом  $\varphi$ , а потому

$$\varphi = i_2 + i_2'. \quad (81)$$

В треугольнике  $BEC$  сумма двух углов при  $B$  и  $C$  равна внешнему углу  $\delta$ , а потому

$$\delta = i_1 - i_2 + i_1' - i_2',$$

или, согласно уравнению (81),

$$\delta = i_1 + i_1' - \varphi, \quad (82)$$

где  $\delta$  есть отклонение, т. е. угол, образуемый входящим лучем  $AB$  с выходящим  $CD$ .

459. Преломляющий угол и угол падения бесконечно малы. В этом случае все углы  $i$  очень малы и, будучи выражены в дуговой мере (3), могут быть подставлены вместо их синусов. Тогда, если  $n$  означает показатель преломления для вещества призмы, то

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{i_1'}{i_2'} = n,$$

и, согласно уравнению (82), получим  $\delta = n(i_2 + i_2') - \varphi$  или, согласно уравнению (81):

$$\delta = (n - 1) \cdot \varphi. \quad (83)$$

Для кронгласа в этом случае  $\delta = \frac{\varphi}{2}$ .

460. Вольтова дуга. При описанных ниже и других оптических опытах обыкновенно пользуются светом электрической дуги (755).

Лучи света, исходящие от помещенных в фонаре  $K$  (Рис. 211) раскаленных концов угольных стержней  $L$ , проходят через линзу  $C$

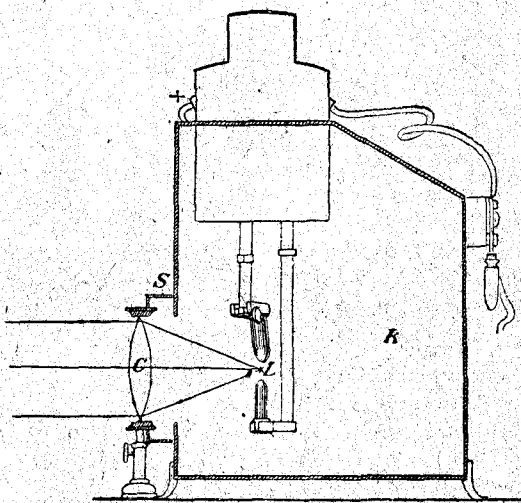


Рис. 211.

коллиматора<sup>1)</sup>, которая делает параллельными (476) лучи, исходящие от любой точки концов угольных стержней.

461. Опыт с призмой. Окрашенные при помощи красного стекла лучи дугового фонаря проходят через вертикальную щель  $G$  (Рис. 212), а затем через собирающую линзу  $L$ , которая дает в  $B$  действительное изображение щели  $G$  (476). Если на пути прошедших через линзу лучей поместить призму  $P$  с вертикальным преломляющим ребром, то

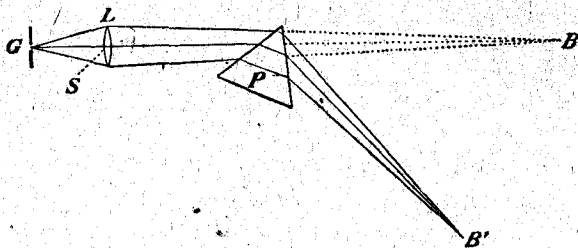


Рис. 212.

лучи отклоняются к основанию призмы, и на экране получается отклоненное изображение щели в  $B'$ . Так как луч  $GS$  не отклоняется линзой  $L$ , то точки  $B$  и  $B'$  лежат на пути луча  $GS$  также и для того случая, когда опыт производился бы с одной призмой без линзы.

462. Наименьшее отклонение. При поворачивании призмы около преломляющего ребра в ту или другую сторону отклонение вообще увеличивается или уменьшается. При некотором же положении призмы отклонение увеличивается в обоих случаях, т. е. при поворачивании призмы из этого положения и в ту и в другую сторону. Это положение призмы называется ее главным положением, положением наименьшего отклонения, или минимальным отклонением; при нем призма придает лучам меньшее отклонение, чем при каком-либо другом. Можно показать, что при положении минимального отклонения луч проходит через призму симметрически, т. е. образует с преломляющими поверхностями в призме равные углы (Рис. 213). Тогда, следовательно,  $i_2 = i_2'$ , а отсюда

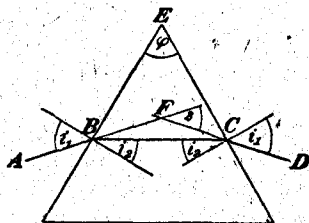


Рис. 213.

<sup>1)</sup> Эта линза называется конденсором.

и  $i_1 = i_1'$ , и, согласно уравнениям (82) и (81),

$$i_1 = \frac{\delta + \varphi}{2}, \quad i_2 = \frac{\varphi}{2}. \quad (84)$$

463. Определение показателя преломления. По закону преломления (452)

$$n_{12} = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}.$$

Было бы затруднительно непосредственно измерить с точностью углы  $i_1$  и  $i_2$ ; напротив, легко точно определить наименьшее отклонение  $\delta$  и преломляющий угол  $\varphi$  (499); тогда, согласно уравнению (84),

$$n_{12} = \frac{\sin \frac{\delta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (84^a)$$

Этим дается один из важнейших методов для определения показателя преломления.

#### Глава 4. О дисперсии

464. Спектр. Если при опыте, описанном в п. 461, не окрашивать белого света дугового фонаря, то вместо отклоненного изображения щели получим на экране сплошную горизонтальную цветную ленту, так называемый спектр. Цвета в нем переходят постепенно один в

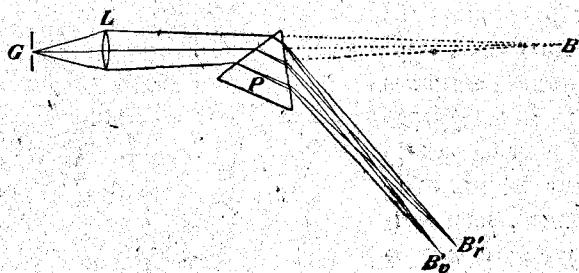


Рис. 214.

другой; однако Ньютон установил различие следующих цветов: красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, индигосиний и фиолетовый. Красный конец отклонен наименее, фиолетовый — наиболее. Это явление, как доказал Ньютон, происходит оттого, что

белый свет, которым освещается щель, представляет смесь чрезвычайно большого числа лучей, отличающихся друг от друга цветом и преломляемостью. Красные лучи преломляются слабее всех, фиолетовые — сильнее всех других (См., впрочем, п. 555<sup>a</sup>). Если щель освещена красным светом,

то получается отклоненное красное изображение щели  $B_v'$  (Рис. 214); при освещении же ее фиолетовым светом — еще более отклоненное фиолетовое изображение щели  $B_v'$ . Если же щель осветить белым светом дугового фонаря, то получим изображения щели, образовавшиеся от всех различных содержащихся в этом свете цветных лучей, расположенных одно за другим в порядке преломляемости лучей; совокупность этих изображений щели и представляет спектр.

Вследствие не бесконечно малой ширины щели изображения ее налегают одно на другое; поэтому чем уже щель, тем чище спектр и тем ближе к действительности будет допущение, что каждая точка экрана освещается только одним однородным светом определенной окраски и преломляемости.

465. Опыты Ньютона. Из числа различных опытов, которыми Ньютон подкрепил свою теорию, приведем два:

1. Линзу  $L$  (Рис. 215) устанавливают так, чтобы она давала отчетливое изображение передней поверхности призмы, освещенной белым светом; изображение тогда получается белое. Здесь все цветные лучи, на которые разлагается в

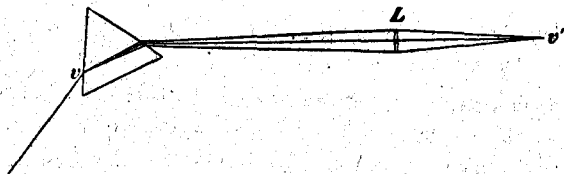


Рис. 215.

точке  $v$  передней грани призмы падающий на нее белый луч, вновь собираются в точке  $v'$ , где получается изображение точки  $v$ , и при своем смещении дают тот белый цвет, из которого они получились.

2. Лучи, выходящие из призмы, принимают на другую призму с горизонтальным преломляющим ребром. Если оно обращено книзу, то на экране получается направленный наискось вверх, но не расширенный по вертикальному направлению спектр, красный конец которого находится внизу, а фиолетовый вверх. И действительно, вторая призма только отклоняет отдельные однородные изображения щели соответственно преломляемости их света, но не подвергает их дальнейшему разложению.

466. Гелиостат. Для производства опытов с солнечным светом его заставляют падать на плоское зеркало, установленное на консоли вне комнаты. Зеркало отбрасывает солнечные лучи в желаемом направлении через отверстие или щель в комнату. При помощи соединенного с зеркалом часового механизма оно вращается в соответствии с движением солнца таким образом, что направление отраженных лучей

всегда остается неизменным. Такое зеркало со своим часовым механизмом называется гелиостатом.

467. Фраунгоферовы линии. Если при опыте, описанном в п. 464, осветить щель солнечным светом, то горизонтальный спектр оказывается пересеченным вертикальными темными линиями; следовательно, в солнечном свете нет тех родов света, которые должны бы после преломления попадать на места этих линий. Линии эти называются фраунгоферовыми; часть их Фраунгофер обозначил буквами, как показано на рис. 216. Замеченное впервые Фраунгофером

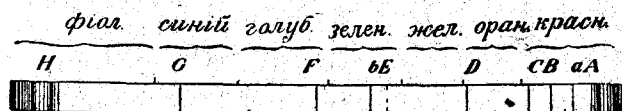


Рис. 216.

значение этих линий для измерений в оптике состоит в том, что они дают возможность обозначать определенные роды

света. Так, свет линии *D* представляет тот самый желтый свет, который, будь он в солнечном свете, дал бы в солнечном спектре желтое изображение щели на месте линии *D*. Чтобы определить по указанному в п. 463 методу показатель преломления призмы для линии *D*, щель освещают солнечным светом и устанавливают призму так, чтобы линия *D* претерпевала наименьшее отклонение. Жидкости помещают в полые стеклянные призмы с плоскопараллельными стенками; так как такие стенки, согласно п. 456, не влияют на направление световых лучей, то отклонение луча получается такое же, как если бы призма целиком состояла из одной жидкости.

468. Следующая таблица содержит показатели преломления некоторых тел относительно воздуха для различных фраунгоферовых линий.

	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>	<i>F—C</i>
Вода 20° . . . . .	1,3312	1,3330	1,3353	1,3372	1,3406	1,3435	0,0060
Легкое кронгласовое стекло 27° . . . . .	1,5161	1,5186	1,5220	1,5249	1,5308	1,5349	0,0089
Тяжелое флинтгласовое стекло 30° . . . . .	1,6144	1,6193	1,6257	1,6315	1,6427	1,6527	0,0171
Сернистый углерод 19,5° . . . . .	1,6190	1,6283	1,6412	1,6532	1,6775	1,7005	0,0342
Этиловый эфир корич- ной кислоты $C_{11}H_{12}O_2$ 20°,6	1,5525	1,5602	1,5703	1,5810	1,6031	1,6254	0,0285

469. Дисперсия. Если через  $\delta_a$  и  $\delta_\beta$  обозначить отклонения, сообщаемые призмой с весьма малым преломляющим углом  $\varphi$  при малом угле падения лучам фраунгоферовых линий  $a$  и  $\beta$ , через  $n_a$  и  $n_\beta$  — показатели преломления для этих лучей, то согласно ур-нию (83) (459)

$$\delta_\beta - \delta_a = \varphi (n_\beta - n_a) \quad (85)$$

$$\delta_a = \varphi (n_a - 1) \quad (85^a)$$

Так как, согласно уравнению (85), разность отклонений для  $\beta$  и  $a$ , а вместе с тем длина спектра между  $\beta$  и  $a$ , пропорциональны разности показателей преломления, а именно  $n_\beta - n_a$ , то  $n_\beta - n_a$  принимают за величину, характеризующую способность светорассеяния, или дисперсию вещества призмы для лучей между  $\beta$  и  $a$ . В последнем столбце таблицы (468) приведена дисперсия для лучей между фраунгоферовыми линиями  $F$  (зелено-голубой) и  $C$  (красный), которые обычно берутся в практической оптике <sup>1)</sup>.

470. Ахроматическая призма. Из таблицы п. 468 и уравнений (85) получаем:

	для кронгласа	для флинтгласа	
$\delta_F - \delta_C$	0,0089 $\varphi$	0,0171 $\varphi$	(86)
$\delta_C$	0,5160 $\varphi$	0,6144 $\varphi$	(86 <sup>a</sup> )

Согласно допущениям п. 469, призма из флинтгласа дает, по (86), между  $F$  и  $C$  при одном и том же преломляющем угле почти вдвое более длинный и, согласно (86<sup>a</sup>), несколько более отклоненный спектр, чем кронгласовая. Если же увеличить преломляющий угол кронгласовой призмы до таких размеров, чтобы спектр ее достиг той же величины, как спектр данной флинтгласовой, следовательно, согласно (86), увеличился почти вдвое, то такая кронгласовая призма будет вызывать, согласно (86<sup>a</sup>), большее отклонение  $\delta_C$  красных лучей, чем данная флинтгласовая. Если обе призмы поставить одну за другой (Рис. 217) так, чтобы их преломляющие ребра были обращены в противоположные стороны, то, благодаря преобладанию отклонения кронгласовой призмы, такая двойная призма сохранит отклоняющее действие, тогда как рассеяние цветных лучей в пределах лучей  $F$  и  $C$  устраняется. Если бы, чего нет в действительности, спектры обеих



Рис. 217.

<sup>1)</sup> т. е. при постройке оптических приборов с ахроматическими линзами и призмами.



призм совершенно совпадали друг с другом, то цветное светорассеяние было бы совершенно устранено. Описанная комбинация призм называется ахроматической призмой.

471. Призмы прямого зрения. Если, наоборот, увеличить преломляющий угол кронгласовой призмы настолько, чтобы отклонение красных лучей — или лучей средней преломляемости — было для нее так же сильно, как и для данной флинтгласовой, то, согласно (86) и (86<sup>a</sup>), длина спектра будет для последней больше, чем для первой. Поэтому, если обе призмы поставить одну за другой, как указано в п. 470, то преобладание получает цветное светорассеяние флинтгласовой призмы, тогда как отклонение устраняется. Такая комбинация призм называется призмой прямого зрения<sup>1)</sup>. Обыкновенно берут комбинацию из трех кронгласовых призм *Cr* (Рис. 218) и двух прямоугольных флинтгласовых *F*; призмы склеиваются прозрачным канадским бальзамом, показатель преломления которого почти равен показателю кронгласа.

Такие сложные призмы имеют и дурную сторону: часть света при переходе из одной в другую каждый раз теряется, благодаря

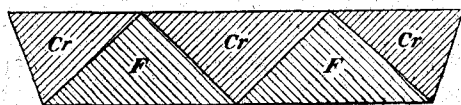


Рис. 218.

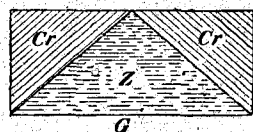


Рис. 219.

отражению. Количество этого отраженного света тем незначительнее, чем меньше отличаются друг от друга показатели преломления обоих соприкасающихся тел. На этом основывается большая светосила призмы прямого зрения Вернике. В ней две кронгласовые призмы *Cr* (Рис. 219) и стеклянная пластинка *G* образуют призматическое полое пространство, наполненное этиловым эфиром коричной кислоты; это — жидкость с показателем преломления (468) в среднем только немного большим, чем у кронгласа, тогда как способность светорассеяния у нее в 3—4 раза больше.

472. Спектральный анализ. Для исследования природы света, исходящего от какого-либо источника света, отбрасывают на экран при помощи призмы и линзы спектр щели, освещенной этим источником. Если желают получить спектр, как объект для демонстрирования, то

<sup>1)</sup> Обыкновенно эти призмы называют призмами à vision directe

опыт производят с приспособлением, описанным в п. 464, для субъективного же наблюдения пользуются спектроскопом (500).

Если источником света является расплавленное твердое или капельно-жидкое тело, то спектр его оказывается непрерывным, т. е. непрерывной цветной лентой, которая, если тело раскалено до бела, содержит все цвета от красного до фиолетового. Следовательно, такие тела испускают свет всякой преломляемости.

Если же источником света является газ, то спектр состоит главным образом из отдельных светлых линий или изображений щели; он является, как говорят, прерывистым или линейчатым. Светящиеся газы испускают, следовательно, главным образом отдельные определенные роды света<sup>1)</sup>. Так, спектр накаливаемых до бела углей дугового фонаря непрерывный, а спектр самой световой дуги (757) прерывистый; если в световую дугу попадают пары металлов, например: серебра, цинка, меди, то спектр ее показывает преимущественно характерные линии этих металлов. С повышением температуры растет вообще число линий, замечаемых в спектре газа. Если газ заставляют светиться, пропуская через него электрический ток, то вообще, смотря по силе этого тока, получают два различных спектра. Линейчатые спектры газов характерны для их химической природы, и потому могут служить для ее определения. На этом основан метод спектрального анализа Бунзена и Кирхгофа.

Спектральный анализ применяется в лабораториях преимущественно для определения легких металлов. В ушке тонкой платиновой проволоки сплавляют небольшое количество испытуемой соли в виде шарика и вносят его в наружное пламя бунзеновской горелки (403). Спектр пламени, которое окрашивается превращающейся в пары солью, зависит тогда, как показывает опыт, только от металла а не от кислоты соли, а потому по спектру можно заключить о присутствии металла. На рис. 220 изображены характерные линии некоторых металлов. Светлая линия в желтой части спектра особенно характерна для натрия, линия в красной части — для лития; смесь нескольких

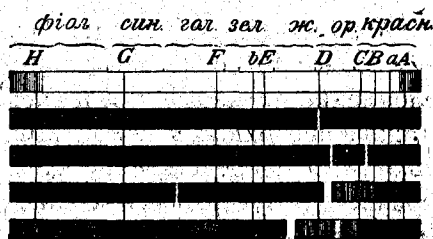


Рис. 220.

<sup>1)</sup> Кроме светлых линий спектр светящихся газов содержит иногда также части обыкновенно слабого непрерывного спектра, присутствие которых имеет мало значение для практики.

металлических солей дает наложенные друг на друга спектры отдельных металлов.

Метод этот отличается высокой чувствительностью; например, по Бунзену и Кирхгофу, достаточно 0,7 миллионной доли миллиграмма натрия, чтобы в спектре получить линию этого металла <sup>1)</sup>. Благодаря этой чувствительности сам Бунзен открыл новые металлы цезий и рубидий, а другие исследователи — талий индий, галлий, См. впрочем п. 753.

### Глава 5. О линзах

473. Линзы. Линза представляет слой светопреломляющего вещества, ограниченный шаровыми поверхностями; делаются линзы обыкновенно из стекла. Осью линзы называется линия, соединяющая центры кривизны  $C_1$  и  $C_2$  ограничивающих линзу шаровых по-

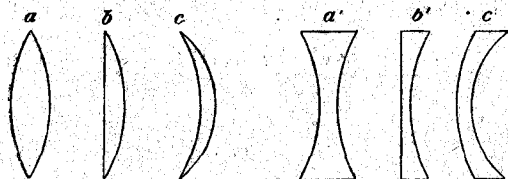


Рис. 221.

верхностей (Рис. 222). Собирающие линзы в середине толще, чем по краям, рассеивающие — наоборот. Различают двояковыпуклые, плосковыпуклые, вогнуто-выпуклые собирательные линзы (Рис. 221 *a—c*), рассеивающие линзы бывают двояковогнутые, плосковогнутые и выпукловогнутые (Рис. 221 *a'—c'*). На рисунке изображены сечения, проходящие через оси линз.

474. Собирающие линзы. Рис. 222 показывает ход луча  $GM_1M_2B$  через собирающую линзу. В точках  $M_1$  и  $M_2$  происходит при этом преломление луча. Для преломления луча в какой-либо точке  $M$  сферической поверхности линзы имеет значение форма этой поверхности только в непосредственной близости от точки падения, где часть сферической поверхности совпадает с касательной плоскостью. Поэтому линза сообщает лучу такое же отклонение, как и призма, пре-

<sup>1)</sup> Еще чувствительнее для некоторых веществ обоняние; 0,0022 миллионной доли миллиграмма меркаптана достаточно, чтобы вызвать ощущение запаха его (Э. Фишер и Пенцольдт). Затем, первая главная линия радия (853) появляется у препарата в 50 раз более активного, чем уран. С другой стороны электрический метод обнаруживает еще радио-активность, равную  $\frac{1}{100}$  радиоактивности урана, а следовательно, здесь мы имеем в 5000 раз более чувствительный реактив, чем спектральный анализ.

ломляющие поверхности которой представляют касательные плоскости  $TM_1$  и  $TM_2$  и основание которой обращено к оси. Следовательно,

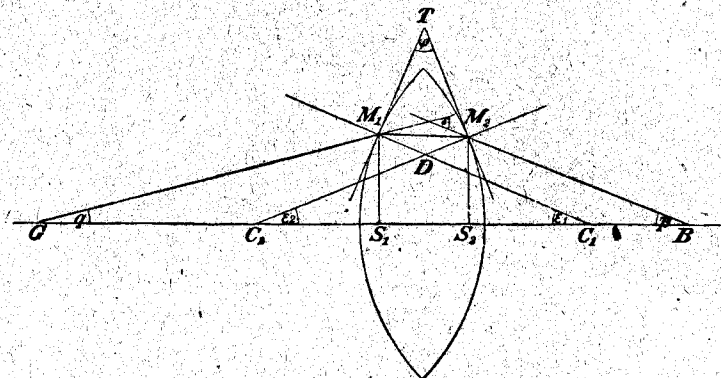


Рис. 222.

падающие на собирательную линзу лучи, преломляясь в последней, поворачиваются ею по направлению к оси (458). Собирательные линзы уменьшают расхождение падающих лучей.

475. Формула линзы. Возьмем другой исходящий от светящейся точки  $G$  луч  $GC_2$ ; совпадая по направлению с перпендикуляром в точке падения, луч этот проходит через линзу без преломления и пересечет луч  $GM_1M_2B$  в точке  $B$ .

Положение  $B$  можно определить, исходя из предположения, что 1) линза бесконечно тонка, преломляющий угол  $\varphi$  призмы (474) бесконечно мал, 2) лучи образуют очень малый угол с осью и с перпендикуляром в точке падения, так что, следовательно, точки  $M$  лежат очень близко от оси.

Рис. 223 построен из рис. 222 при вышеуказанных допущениях. Точки  $M_1$  и  $M_2$  при этом совпадают в одной точке  $M$ , перпендикулярные к оси линии  $M_1S_1$  и  $M_2S_2$  — в одной линии  $MS$ . Угол  $\varphi$ , т. е. преломляющий угол призмы  $M_1TM_2$ , образован двумя плоскостями, касательными к поверхностям линзы в точках  $M_1$  и  $M_2$ , а следовательно, равен также острому углу, образуемому перпендикулярными к этим касательным плоскостям радиусами  $M_1C_1$  и  $M_2C_2$  или соответственно  $MC_1$  и  $MC_2$  (Рис. 223).

Примем (Рис. 223), что  $GS = g$ ,  $BS = b$ ; бесконечно малые углы  $p$  и  $q$ , образуемые  $BM$  и  $GM$  с осью, по п. 3,

$$p = \frac{MS}{b} \quad \text{и} \quad q = \frac{MS}{g},$$

откуда отклонение  $\delta$ , сообщаемое лучу  $GM$  линзой,

$$\delta = p + q = MS \left( \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \right),$$

или

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{\delta}{MS} \quad (87)$$

Если углы, образуемые радиусами шаровых поверхностей линзы  $C_1M$

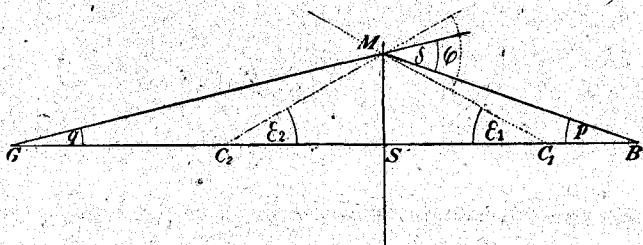


Рис. 223.

и  $C_2M$  с осью ее, обозначить через  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , то получим точно также

$$\varepsilon_1 = \frac{MS}{r_1}; \quad \varepsilon_2 = \frac{MS}{r_2}$$

$$\varphi = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = MS \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (88)$$

Но, по п. 459.

$$\delta = (n - 1) \varphi, \quad (89)$$

следовательно,

$$\delta = (n - 1) \cdot MS \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

или

$$\frac{\delta}{MS} = (n - 1) \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (90)$$

Приравняв друг другу части уравнений (87) и (90), равные каждая

$\frac{\delta}{MS}$ , получим

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (91)$$

если величину, зависящую только от линзы<sup>1)</sup>, обозначить через  $\frac{1}{f}$ , т. е. принять, что

$$(n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = \frac{1}{f}. \quad (92)$$

Уравнение (91) определяет положение точки  $B$  независимо от точки падения  $M$ . При сделанных допущениях, следовательно, все лучи, исходящие от лежащей на оси точки  $G$ , пересекаются, пройдя через линзу, в одной точке  $B$ , представляющей оптическое изображение  $G$ . Две точки  $B$  и  $G$ , из которых одна представляет изображение другой, называются сопряженными точками;  $GS$  называется расстоянием предмета,  $BS$  — расстоянием изображения<sup>2)</sup>.

476. Исследование формулы линзы (ср. п. 446). При  $g = \infty$  получим, что  $b = f$ . Величина  $f$  называется главным фокусным расстоянием, и если (Рис. 225) взять  $SF_1 = SF_2 = f$ , то  $F_1$  будет первый, а  $F_2$  второй фокус линзы; плоскости, проведенные через главные фокусы перпендикулярно к оси, называются фокальными плоскостями линзы. Для двояковыпуклой кронгласовой линзы  $\left(n = \frac{3}{2}\right)$  при одном и том же радиусе обеих преломляющих поверхностей, главное фокусное расстояние, по уравнению (92), равно радиусу. В главном фокусе получается изображение бесконечно далекой точки, лежащей на оси; лучи, падающие от нее на линзу, параллельны оси.

Пусть предмет приближается к линзе. Так как сумма  $\frac{1}{g} + \frac{1}{b}$  при этом остается неизменной, то  $b$  увеличивается, если уменьшается  $g$ : предмет и его изображение движутся в одном и том же направлении.

При  $g = 2f$  и  $b$  становится  $= 2f$ : расстояние изображения равно расстоянию предмета, когда каждое из них равно двойному фокусному расстоянию.

При  $g = f$  получим, что  $b = \infty$ ; если предмет достиг главного фо-

<sup>1)</sup> Так как в выражение ее входят только показатель преломления  $n$  и радиусы  $r_1$  и  $r_2$  кривизны обеих шаровых поверхностей линзы. Ред.

<sup>2)</sup> Если наполнить пустой стеклянный мениск с радиусами кривизны  $r_1$  и  $r_2 = r_1$  какой-либо жидкостью, то между показателем преломления  $n$  жидкости и фокусным расстоянием жидкой линзы (охваченной стеклянным мениском и плоско-параллельной стеклянной же пластинкой) получается по уравнениям (91) и (92) весьма простая связь. На этом основан один из удобных методов определения показателей преломления жидкости (Пильчиков). Ред.

куса, то лучи от него, пройдя через линзу, пойдут параллельно оси, и изображение отодвигается на бесконечно большое расстояние.

Все до сих пор рассмотренные изображения действительны.

Если  $g < f$ , если, как говорят, предмет находится внутри фокусного расстояния, то  $b$  становится отрицательным. Отрицательные расстояния изображения должны быть, как показывают сделанный для этого случая чертёж, откладываемы перед линзой (по ту же сторону от линзы, что и предмет). Это означает, что проведенные назад продолжения лучей пересекаются перед линзой, или другими словами, что перед линзой образуется мнимое изображение.

477. Оптический центр линзы. Проведем (Рис. 224) два параллельных радиуса  $C_1B_1$  и  $C_2B_2$ . Лучу  $A_1B_1B_2A_2$ , идущему по линзе в направлении  $B_1B_2$ , линза, действуя, как плоскопараллельная пластинка, не сообщает никакого изменения в направлении, а только несколько сдвигает его в сторону, при чем пути его по обе стороны линзы остаются параллельными (455); если же линза бесконечно тонка то и такого сдвига не происходит.

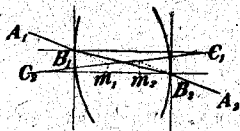


Рис. 224.

Обе точки  $m_1$  и  $m_2$ , в которых лучи  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$ , продолженные в линзе, пересекают ее ось, совпадают тогда в одной точке, а именно в точке, в которой ось пересекает бесконечно тонкую линзу; точка эта называется оптическим центром линзы. Луч, идущий через этот центр, проходит через линзу без отклонения.

478. Построение изображений от линз. Пусть  $GG'$  (Рис. 225) будет некоторая перпендикулярная к оси небольшая линия. Параллельный

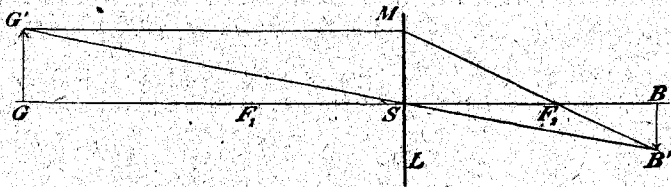


Рис. 225.

оси луч  $G'M$  после преломления идет через 2-й фокус  $F_2$ , а направленный через оптический центр  $S$  луч  $G'S$  проходит без преломления. Точка пересечения этих двух лучей  $B'$  и является изображением точки  $G'$ . Если линия  $B'B$  проведена перпендикулярно к оси, то она представляет обратное действительное изображение  $GG'$ , так как

изображение линии, близко к оси расположенной и к ней перпендикулярной, точно так же представляет линию перпендикулярную и близкую к этой оси<sup>1)</sup>.

Если величину изображения  $BB'$  обозначить через  $\beta$ , а величину предмета  $GG'$  через  $\gamma$ , то из подобия треугольников  $GG'S$  и  $BB'S$  следует

$$\beta : \gamma = b : g. \quad (93)$$

На рис. 226 таким же образом построено мнимое изображение предмета, находящегося внутри главного фокусного расстояния; такое изображение прямое и увеличенное.

479. Резюме. Собирающие линзы дают действительные или мнимые изображения, смотря по тому, находится ли предмет вне или внутри главного фокусного расстояния. Действительные изображения бывают обратные — увеличенные или уменьшенные, смотря по тому, находится ли предмет между двойным и главным фокусным расстоянием, или же за двойным фокусным расстоянием. Мнимые изображения получаются прямые и увеличенные. Линейная величина изображения относится к линейной величине предмета, как расстояние изображения к расстоянию предмета (ср. п. 448).

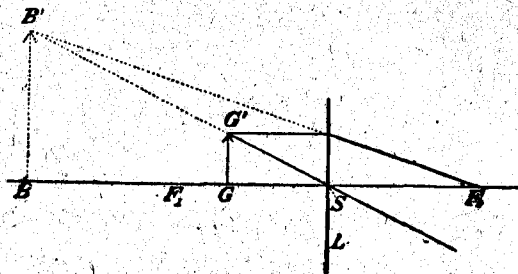


Рис. 226.

— увеличенные или уменьшенные, смотря по тому, находится ли предмет между двойным и главным фокусным расстоянием, или же за двойным фокусным расстоянием. Мнимые изображения получаются прямые и увеличенные. Линейная величина изображения относится к линейной величине предмета, как расстояние изображения к расстоянию предмета (ср. п. 448).

480. Опыты. Действительность изображений доказывается получением их на белом экране (449). При этом можно измерять расстояния

1) Очевидно:

$$B'G' : B'S = G'M : SF_2 = g : f$$

$$(B'G' - B'S) : B'S = (g - f) : f = g : b,$$

(уравнение 91);

$$G'S : B'S = g : b = GS : BS,$$

если  $B$  — изображение  $G$ . Отсюда

$$\triangle GG'S \sim \triangle BB'S,$$

откуда

$$\angle B'BS = \angle G'GS = 90^\circ,$$

что и требовалось доказать.



$g$  и  $b$  двух сопряженных точек от линзы и по  $g$  и  $b$ , согласно уравнению (91), вычислить фокусное расстояние  $f$  линзы. Мнимые изображения наблюдают, рассматривая через помещенную у глаза линзу предмет, находящийся внутри фокусного расстояния.

481. Рассеивающая линза действует на луч  $A_1B_1B_2A_2$  (Рис. 227), как призма, основание которой обращено в сторону, противоположную оси, и, следовательно, преломляя падающие на нее лучи, отклоняет их от оси, увеличивая их расхождение. Вследствие этого лучи, бывшие при падении на линзу параллельными, пройдя через нее, становятся расходя-

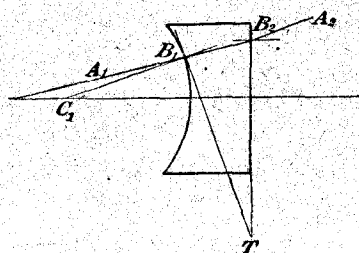


Рис. 227.

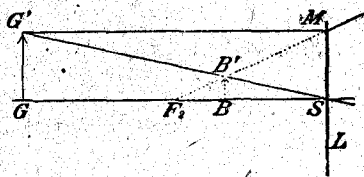


Рис. 228.

щимися. Продолженные назад, они пересекаются перед линзой во втором мнимом фокусе  $F_2$  (Рис. 228). Здесь также определяется оптический центр  $S$  для бесконечно тонкой линзы, и по  $S$  и  $F_2$  по образцу п. 478 получают изображения для рассеивающих линз. Эти изображения прямые, мнимые, уменьшенные и находятся между фокусом  $F_2$  и оптическим центром  $S$  линзы (Рис. 228),

482. Общая применимость формулы линзы. Если рассуждения п. 475 применить к какой бы то ни было линзе, то окажется, что формулы (91) и (92) справедливы для каждого случая, если радиус кривизны  $r$  преломляющей поверхности вводить в расчеты с положительным или отрицательным значением, в зависимости от того, выпуклая или вогнутая поверхность обращена наружу, и если отрицательные расстояния изображения откладывать всегда перед линзой.

483. Главные точки. Чтобы, не устрояя допущения 2) п. 475, можно было принимать во внимание толщину линзы, пользуются предложенным Гауссом понятием главных точек, т. е. двух лежащих на оси сопряженных точек, свойства которых приведем без доказательств.

1. Луч, который до преломления проходит в каком-либо направлении через первую главную точку, после преломления проходит через вторую главную точку в направлении, параллельном первоначальному.

2. Если плоскости, проведенные через главные точки перпендикулярно к оси, назовем главными плоскостями, то каждая точка первой главной плоскости имеет свое оптическое изображение во второй, как раз напротив положения этой точки в первой главной плоскости.

На фиг. 229 представлена двояковыпуклая линза с ее главными точками  $H_1$  и  $H_2$  и фокусами  $F_1$  и  $F_2$ .

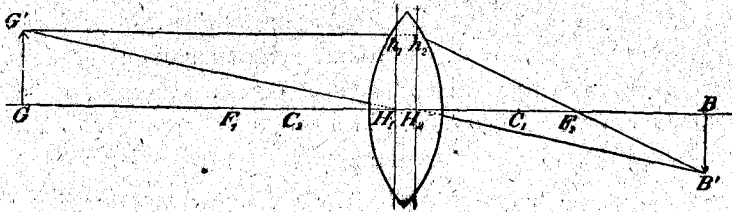


Рис. 229.

Исходящий от точки  $G'$  предмета луч, параллельный оси, проходит до преломления через точку  $h_1$  первой главной плоскости, а после преломления через точку  $h_2$  второй главной плоскости, лежащую как раз напротив нее; так как этот луч проходит через фокус  $F_2$ , то преломленный луч будет  $h_2F_2$ . Проходящий до преломления через  $H_1$  луч  $G'H_1$  после преломления, претерпев смещение, но оставаясь параллельным своему прежнему направлению, пройдет через  $H_2$  (по  $H_2B'$ ). Точка пересечения обоих этих лучей  $B'$  представляет изображение точки  $G'$ , при построении которого была принята во внимание толщина линзы.

Примем  $GH_1 = g$ ,  $BH_2 = b$ ,  $H_1F_1 = H_2F_2 = f$ , т. е. введем в вычисления расстояние предмета от первой и расстояние его изображения от второй главных плоскостей; тогда найденное для сопряженных точек соотношение

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{2}{f}$$

остается справедливым, при чем линза может иметь любую толщину.

При бесконечно тонких линзах обе главные точки совпадают в одной точке — оптическом центре бесконечно тонкой линзы.

Всякая система линз, оси которых совпадают, т. е. всякая центрированная система линз, обладает на своей оси двумя главными точками с указанными свойствами.

484. Сферическая aberrация. Если второе допущение п. 475 не осуществлено, то линза не дает совершенно отчетливых изображений.

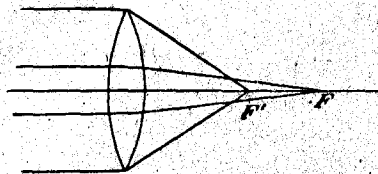


Рис. 230.

Вообще, например, для двояковыпуклой линзы, фокус  $F'$  краевых лучей лежит, как видно из рис. 230, ближе к линзе, чем фокус  $F$  центральных, т. е. весьма близких к оси лучей. Расстояние  $FF'$  называется сферической aberrацией линзы. Эта aberrация может уменьшаться вследствие применения нескольких линз вместо одной (ср., например, п. 498).

485. Хроматическая aberrация. Синие лучи падающего на линзу белого света преломляются сильнее красных; вследствие этого, как показывает рис. 231, фокус  $F_0$  синих лучей лежит ближе к линзе, чем фокус  $F_1$  красных. Исходящие от белой точки предмета разноцветные лучи не собираются поэтому линзой в одной точке. Для бесконечно далекой точки наименьшее изображение получается, положим, в  $A$  (рис. 231); по одну сторону  $A$ , по направлению к линзе, оно окаймлено красной,

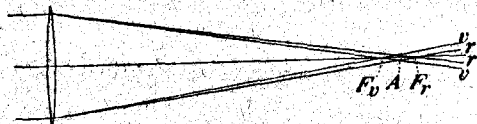


Рис. 231.

по другую — синей каймой.

Но так как действие линзы на луч таково же, как призмы, основание которой обращено к оси линзы или от нее, смотря по тому, имеем ли мы дело с собирающей или рассеивающей линзой (474 и 481), то по принципу ахроматической призмы (470) можно устроить ахроматическую собирающую линзу. При этом достигают того, что фокусы для Fraunhoferовых линий  $F$  и  $C$  совпадают (469). На рис. 232 изображена такого рода ахроматическая линза, применяемая в зрительных трубах; она состоит из собирающей кронгласовой линзы и рассеивающей флинтгласовой. При этой ахроматической линзе почти устраняется и сферическая aberrация.



Рис. 232.

Если бы спектры, получаемые при помощи обоих видов стекла при одинаковой длине совершенно совпадали друг с другом, то ахроматичность была бы полной. Для кронгласа и флинтгласа в действительности это не имеет места; большее приближение к полной ахроматичности представляют комбинации других видов стекла, изготавливаемых с этой целью Аббе и Шоттом (апохроматы).

## Глава 6. Оптические инструменты и глаз

486. Проекционные аппараты состоят из освещающих линз  $S_1$ <sup>1)</sup> и  $S_2$  и проецирующей линзы  $P$  (Рис. 233). Первые, как видно из рисунка,

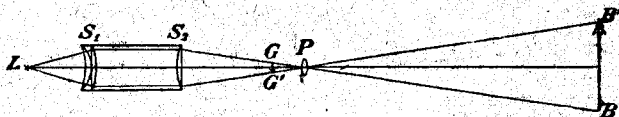


Рис. 233.

превращают расходящийся пучок лучей, исходящий от источника света  $L$ , в сходящийся, который проходит через проектирующую линзу и на белом экране дает светлый круг. Линза  $P$  дает на экране действительное обратное увеличенное изображение  $BB'$  того освещенного проходящим светом предмета  $GG'$  (например, фотографического снимка на стекле, диапозитива), изображение которого желают получить.

487. В камере-обскуре (Рис. 234) линза  $L$  отбрасывает на матовую стеклянную пластинку  $M$ , образующую заднюю стенку темного ящика, действительное изображение предмета, на который направлен аппарат.

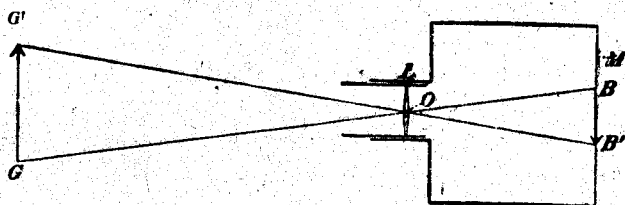


Рис. 234.

Изображение точки  $G$  предмета получается в точке  $B$ , в которой луч, идущий от  $G$  через оптический центр  $O$  линзы  $L$ , пересекается с плоскостью изображения.

488. Глаз. Рис. 235 представляет разрез через ось человеческого глаза, который содержит различные преломляющие среды, отделенные друг от друга почти шаровыми центрированными поверхностями. Свет проходит последовательно через роговую оболочку  $H$ , водянистую влагу  $w$ , зрачок  $P$ , т. е. отверстие в ирисе или радужной оболочке  $I$ ,

<sup>1)</sup> Применением двух изображенных на рисунке линз  $S_1$  вместо одной достигается уменьшение сферической аберрации лучей.

хрусталик  $K$ , стекловидное тело  $V$  и попадает на сетчатую оболочку  $R$ , образуемую разветвлением зрительного нерва на задней стенке глаза. На сетчатой оболочке от рассматриваемых предметов получаются об-

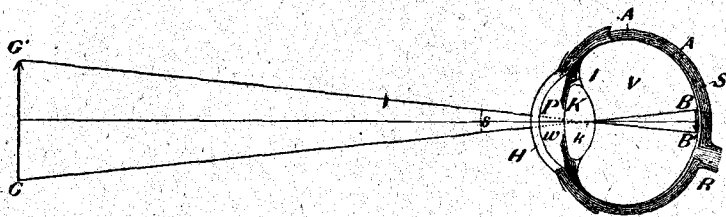


Рис. 235.

ратные действительные изображения, воздействием которых на зрительный нерв вызывается ощущение зрения.

Последняя среда, в которой получаются изображения, стекловидное тело, отлично от первой среды, воздуха, из которого в глаз попадают лучи. Этим обстоятельством обуславливается то, что общие законы расположенной в воздухе системы линз не подходят непосредственно к глазу. Когда же дело идет только о построении отчетливых изображений на сетчатой оболочке, то глаз вплоть до сетчатой оболочки можно заменить бесконечно тонкой находящейся в воздухе линзой, ось которой совпадает с осью глаза, а оптический центр лежит на 7,5 миллим. позади передней поверхности роговой оболочки (в точке  $k$  хрусталика  $K$ ). Эту точку  $k$  называют оптическим центром глаза. С помощью этой точки строятся отчетливые изображения на сетчатой оболочке, подобно изображениям в камере обскуре (487), с которой глаз можно сравнивать во многих отношениях.

489. Прямое видение. То, что мы при помощи обратных изображений на сетчатой оболочке глаза видим предметы прямо, объясняется по эмпирической теории зрения тем, что изображения на сетчатой оболочке представляют значки, которые мы научаемся понимать лишь путем опыта и упражнения, особенно при помощи чувства осязания. Если представить себе ребенка, впервые открывшего глаза, то мы не знаем, вызываются ли в нем изображениями на сетчатой оболочке представления внешних предметов и какие именно. Но благодаря комбинациям других ощущений и особенно ощущений осязания с ощущениями, вызываемыми изображениями на сетчатой оболочке, в ребенке скоро вырабатывается постоянно упражняемая способность познавать „внизу“ в изображении на сетчатой оболочке, как указание

на „вверху“ в действительности, и поэтому он ищет вверху то, что во внешнем мире расположено вверху. Видеть прямо—значит искать вверху то, что расположено вверху.

489<sup>a</sup>. Телесное видение, стереоскоп. Если рассматривать сверху кольцо, над которым на его оси находится шар, то шар кажется левому глазу смещенным вправо от кольца, а правому—влево от кольца. Прибор этот, могущий служить моделью телесно-пространственного предмета, дает, следовательно, в обоих глазах различные изображения на сетчатой оболочке; последнее обстоятельство и служит для сознания признаком телесно-распространенного, не плоского предмета, ибо плоский предмет вызывает в обоих глазах одно и то же изображение на сетчатой оболочке. Эта теория подтверждается стереоскопом (Уитстон, рис. 235<sup>a</sup>). Плоские рисунки  $L$  и  $R$  соответствуют тем изображениям на сетчатой оболочке, которые рассматриваемый предмет вызывает в левом и правом глазу. Полулинзы  $l$  и  $r$ , находящиеся соответственно перед левым и правым глазом, отбрасывают мнимые изображения этих рисунков в одно и то же место пространства  $M$ . Зритель видит при этом изображенное тело, в вышеуказанном примере шар, над кольцом, между тем как на обоих рисунках шар лежит в плоскости кольца.

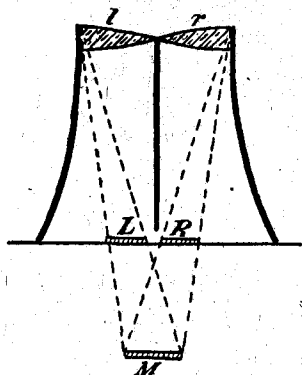


Рис. 235<sup>a</sup>.

490. Аккомодация. Если бы глаз был неизменяемым органом, то отчетливые изображения в нем могли бы получаться только от предметов, находящихся от него в определенном расстоянии, и только такие предметы мы могли бы ясно видеть. В действительности же глаз способен к так называемой аккомодации (приспособлению), а именно, кривизна линзы хрусталика и особенно его передней поверхности может настолько изменяться, что на сетчатке получают отчетливые изображения всех предметов, расстояние которых от глаза не переходит известных границ. Но если предмет находится ближе к глазу, чем некоторая точка, которую можно назвать точкой предельной аккомодации, и которая лежит для нормального глаза на расстоянии от него в 10—12 сантиметров, то глаз уже не видит предмета с полной ясностью, так как при самой крайней степени аккомодации изображение этого предмета получается за сетчатой оболочкой.

491. Видимая величина и увеличение.

Определение. Видимой величиной линейного объекта, или

его углом зрения, называется угол  $s$ , под которым этот предмет виден, если смотреть на него из оптического центра глаза.

Пусть (Рис. 235)  $g$  — расстояние предмета,  $b$  — расстояние его изображения на сетчатой оболочке, а  $\gamma = GG'$  и  $\beta = BB'$  представляют соответственно линейные величины перпендикулярного к оси линейного предмета и его изображения;  $s$  пусть будет видимой величиной предмета. Для малого угла зрения  $s = \frac{\gamma}{g}$ , т. е. видимая величина

линейного объекта обратно пропорциональна расстоянию его от глаза. Затем  $\beta = b \cdot s$ , т. е. величина получающегося на сетчатой оболочке изображения прямо пропорциональна видимой величине предмета и, следовательно, обратно пропорциональна расстоянию его от глаза.

Отчетливость, с которой можно различать мельчайшие части предмета, возрастает вместе с величиною его изображения на сетчатой оболочке глаза. Поэтому, если хотя возможно отчетливее видеть предмет, его помещают в точке предельного приближения (предельной аккомодации) и таким образом используют наилучшим образом способность невооруженного глаза.

Действие всякого оптического инструмента, который употребляют для повышения отчетливости зрения, состоит в увеличении видимой величины предмета, поэтому увеличением  $\delta$  оптического инструмента считают отношение

$$\delta = \frac{\text{видимая вел. через опт. INSTR.}}{\text{видимая вел. без опт. INSTR.}} \quad (94)$$

492. Луна представляет собирательную линзу с коротким фокусным расстоянием; между линзой и фокусом помещается предмет. Положим, что  $L$  (Рис. 236) — лупа,  $GG'$  — предмет,  $BB'$  — даваемое лупой увеличенное мнимое

прямое изображение его, которое, если рассматривать его из оптического центра  $A$  глаза, видно под углом зрения  $VAB'$ . Допустим, что воору-

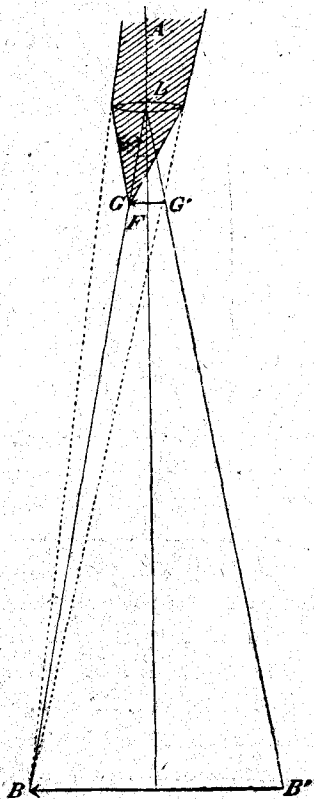


Рис. 236.

женный лупой глаз приспособлен на бесконечно большое расстояние, т. е. видит ясно предмет, находящийся от него в бесконечном расстоянии. В таком случае, помещая  $GG'$  на расстоянии, бесконечно близком к фокусу  $F$ , получают  $BB'$  на бесконечно большом расстоянии от  $A$ . Видимая величина  $BAB'$  рассматриваемого через лупу предмета тогда приблизительно равна  $BLB' = GLG' = \frac{\gamma}{f}$ , где  $\gamma$  — линейный размер предмета, а  $f$  — фокусное расстояние лупы. Мы принимаем, что при рассматривании простым глазом предмет находится на расстоянии  $d$  ясного зрения, т. е. на таком расстоянии, на котором глаз видит отчетливо без напряжения, и которое для нормального глаза принимается в 25 сантиметров. Тогда видимая величина при рассматривании простым глазом равна  $\frac{\gamma}{d}$ , а величина увеличения лупы

$$\delta = \frac{d}{f}. \quad (95)$$

493. Телескоп. Объектив  $O$ , представляющий собирательную линзу с большим фокусным расстоянием (Рис. 237), дает действительное

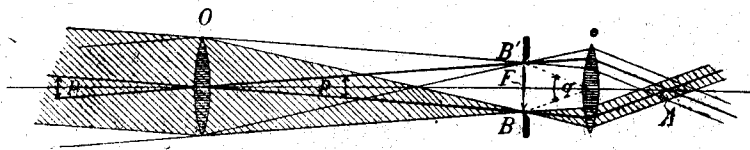


Рис. 237.

изображение  $BB'$  далекого предмета, которое, как через лупу, рассматривается через окуляр  $o$ , — тоже собирательную линзу, но с коротким фокусным расстоянием. Если, как обыкновенно это бывает при астрономических наблюдениях, можно принять, что предмет находится на бесконечно большом расстоянии, то фокусы обеих линз должны совпасть в одной точке  $F$ , а длина  $L$  телескопа должна быть равна сумме фокусных расстояний  $F$  и  $f$  объектива и окуляра:

$$L = F + f. \quad (96)$$

Под фокальной плоскостью телескопа понимают лежащую в трубке фокальную плоскость объектива.

494. Увеличение. Видимая величина для невооруженного глаза (Рис. 237) это угол  $p$ , в предположении, что глаз помещается в



центре объектива. Если  $\beta$  величина изображения, то  $p = \frac{\beta}{F}$ . Видимая величина для глаза, смотрящего в телескоп,

$$q = \frac{\beta}{f},$$

а увеличение

$$\delta = \frac{\frac{\beta}{f}}{\frac{\beta}{F}} = \frac{F}{f} \quad (97)$$

495. Поле зрения. В плоскости, в которой получается действительное изображение, помещают ограничивающую поле зрения диафрагму  $BB'$  (Рис. 237). При помощи этой диафрагмы поле зрения ограничивается углом  $p$ , под которым диафрагма видна из центра объектива, и в этом случае яркость поля зрения повсюду одинакова, тогда как без диафрагмы она, уменьшилась бы по краям. Действительно, диафрагма устраняет из поля зрения точки, которые, благодаря своему слишком значительному удалению от оси, не могли бы направить в окуляр все лучи, получаемые ими от объектива. Для того, чтобы цилиндрические пучки лучей, принадлежащих различным точкам предмета, попадали в глаз, центр зрачка помещают в точке  $A$ , т. е. в точке, в которой окуляр дает изображение центра объектива. Если объектив повернуть к дневному свету, то вокруг этой точки видно отбрасываемое окуляром изображение объектива в виде яркого кружка.

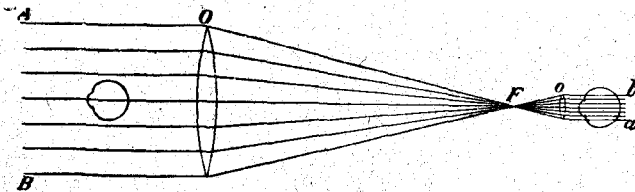


Рис. 238.

496. Яркость. Очень маленький участок плоской поверхности, пересекающийся на бесконечном расстоянии с осью телескопа, посылает (Рис. 238) на объектив цилиндрический пучок лучей  $AB$  с поперечным сечением  $Q$ ; этот пучок, пройдя через телескоп, превращается в цилиндрический пучок  $ab$  с меньшим поперечным сечением  $q$ . Поэтому зрачок, помещающийся при смотрении через телескоп на пути малень-

кого цилиндрического пучка, воспринимает больше лучей, испускаемых участком поверхности, чем если бы при видении невооруженным глазом он помещался непосредственно в большом цилиндрическом пучке *AB*. Но в том же самом отношении<sup>1)</sup>, в каком увеличивается число попадающих в глаз лучей, увеличивается в этом случае и изображение на сетчатой оболочке, так что количество света, падающее на единицу поверхности, а вместе с тем и яркость в обоих случаях остаются одни и те же; если бы поперечное сечение *q* малого цилиндрического пучка было меньше зрачка, то при прохождении через телескоп яркость уменьшалась бы.

По различным причинам, между прочим, потому, что преломляющие шаровые поверхности не дают совершенно отчетливых изображений, изображение светящейся точки на сетчатой оболочке получается в виде маленького кружка. Если видимая величина линейных размеров предметов так незначительна, что его изображение помещается внутри такого кружка, то само собой разумеется никакого увеличения в таком случае при рассматривании через телескоп не получается, и он увеличивает тогда только яркость изображения на сетчатой оболочке. Таким образом, например, неподвижные звезды, которые при дневном свете невидимы для невооруженного глаза, через телескоп можно видеть и днем.

497. Перекрестные нити. Там, где получается действительное изображение, к диафрагме прикрепляются две паутинные нити, обыкновенно пересекающиеся под прямым углом; это так называемые перекрестные нити, которые при рассматривании в окуляр должны совпадать с действительным изображением, даваемым объективом. Точка пересечения нитей должна лежать на оси трубы. Если далекая светящаяся точка видна в точке перекрещивания нитей, то ось трубы совпадает с направлением лучей, идущих от светящейся точки к наблюдателю. На этом основано употребление зрительной трубы, как измерительного прибора; только после введения перекрестных нитей старинный диоптр (438) при астрономических измерениях был вытеснен зрительной трубой.

<sup>1)</sup> Согласно обозначениям рис. 238,

$$\frac{Q}{q} = \frac{F^2}{f^2}$$

Линейное увеличение  $\delta$  равно  $\frac{F}{f}$  (494); следовательно, площади изображений, получающихся на сетчатой оболочке с помощью телескопа и без него, относятся, как  $F^2 : f^2$  (Ср. п. 491).

498. Сложные окуляры. Объектив обыкновенно представляет ахроматическую линзу, дающую бесцветное изображение. Если рассматривать последний через простой окуляр, то получается окрашенное по краям изображение. Однако, посредством применения сложных окуляров,

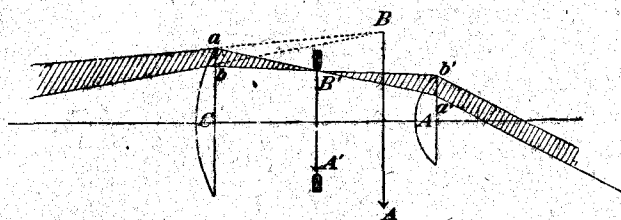


Рис. 239.

особенно таких, которые были построены Гюйгенсом и Рамсденом, достигается значительное уменьшение как хроматической, так и сферической аберрации. Гюйгенов окуляр (Рис. 239) состоит из двух плосковыпуклых линз: собирающей  $C$  и зрительной  $A$ . Первая принимает на себя лучи, идущие от объектива, прежде чем они успеют дать действительное изображение  $AB$ , и дает меньшее действительное изображение  $A'B'$ ; оно рассматривается через зрительную линзу  $A$ , как через лупу. Точка  $B$  не была бы видна без собирающей линзы  $C$ , которая увеличивает поле зрения.

Уменьшение цветного светорассеяния видно на рис. 240. Белый луч  $w$  разлагается на отдельные цвета собирающей линзой  $C$  окуляра.

При этом слабее преломляющийся красный луч  $v$  падает на зрительную линзу  $A$  окуляра ближе к краю, чем сильнее преломившийся фиолетовый луч  $v'$ , и поэтому отклоняется этой зрительной линзой  $A$  сильнее, чем фиолетовый (484).

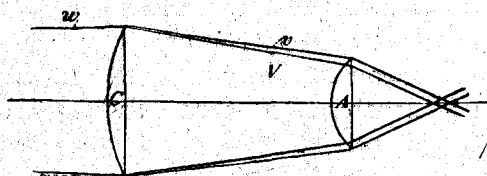


Рис. 240.

Таким образом, пройдя через оба стекла, оба луча становятся почти параллельными, и в приспособившемся к бесконечному расстоянию глазу из них получается белый луч.

Из двух лучей, принимаемых за одноцветные,  $aB'a'$  и  $bB'b'$ , (Рис. 239), пересекающихся в  $B'$ , 1-ый в собирающей линзе претерпевает большую сферическую аберрацию, чем 2-ой, потому что он дальше отстоит от оси; а так как в зрительной линзе, наоборот, большую аберрацию претерпевает луч  $bB'b'$ , то в результате сферическая аберрация уменьшается.

Точка же перекрещивания нитей, помещаемая в  $A'B'$ , где образуется действительное изображение, рассматривается через одну только

зрительную линзу окуляра, а потому ее изображение подвергается и хроматической и сферической аберрации.

Это обстоятельство устранено в окуляре Рамсдена (Рис. 241), где отбрасываемое объективом действительное неокрашенное изображение получается перед сложным окуляром и рассматривается через него, как через лупу. Хроматическая и сферическая аберрация уменьшаются подобным же образом, как в гюйгеновом окуляре, поле зрения здесь меньше.

Впрочем, окуляры, через которые проходят, как показывает рис. 237, только узкие пучки лучей, не требуют таких тщательных поправок на сферическую и хроматическую аберрацию, как объективы, которые принимают лучи на всю свою поверхность.

В зрительных трубах обыкновенно употребляется рамсденовский, в микроскопах (503) гюйгенов окуляр.

499. Спектрометр. Лучи, идущие от какой-либо точки щели *A* коллиматора (Рис. 242), посредством его линзы *L*, в фокусе которой лежит щель, превращаются в параллельные<sup>1)</sup>. Призма *P* отклоняет их, и они попадают на объектив *O* астрономической зрительной трубы, установленной для бесконечного расстояния. В фокальной плоскости этой трубы получается действительное изображение щели, или — если щель освещается сложным светом —

спектр (464). Вместо того, чтобы проектировать на экран, как в

<sup>1)</sup> Только при этом условии после прохождения лучей через призму может получиться совершенно точное изображение щели; в этом состоит выгода применения параллельных лучей.

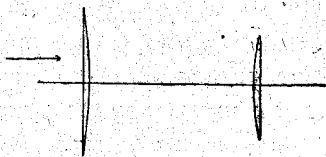


Рис. 241.

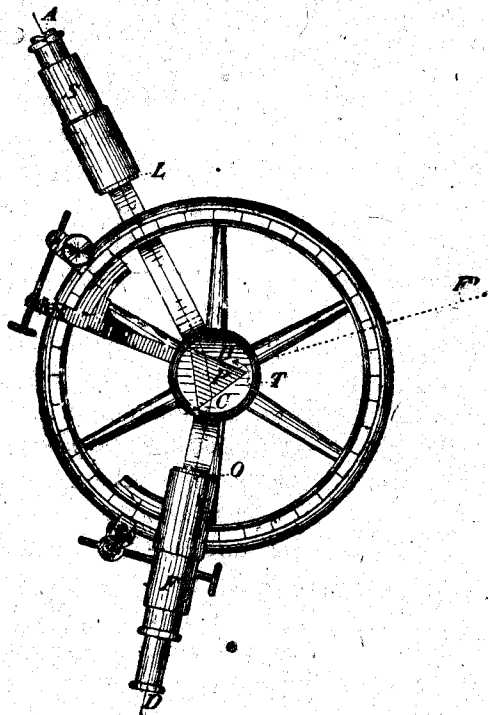


Рис. 242.

п. 464, его рассматривают через окуляр зрительной трубы, как через лупу.

Для определения с помощью спектрометра показателей преломления по методу, указанному в п. 463, зрительную трубу, вращающуюся вокруг оси круга с делениями, устанавливают на щель, а затем придают призме главное положение (462) относительно пути лучей и снова устанавливают зрительную трубу на щель. Отсчитанный по делениям круга угол, на который пришлось повернуть зрительную трубу из первого положения во второе, представляет минимальное отклонение  $\delta$ . Чтобы определить преломляющий угол  $\varphi$  призмы, ее укрепляют на вращающемся вокруг оси круга столике  $T$  так, чтобы преломляющее ребро было параллельно оси вращения столика. Зрительную трубу устанавливают в  $F'$  на изображение щели, отражаемое зеркальной поверхностью первой преломляющей грани призмы; затем вращают призму вокруг оси круга по направлению стрелки, пока в зрительной трубе в  $F'$  не получится изображения щели, отраженного от второй преломляющей поверхности. Угол, на который пришлось повернуть призму,

представляет дополнение  $\varphi$  до  $180^\circ$ , так как по окончании вращения вторая преломляющая поверхность принимает направление, которое имела первая до вращения.

500. Спектральный аппарат Бунзена и Кирхгоффа, представленный на рис. 243 (спектроскоп), не имеет круга с делениями, и призма в нем раз навсегда устанавливается в над-

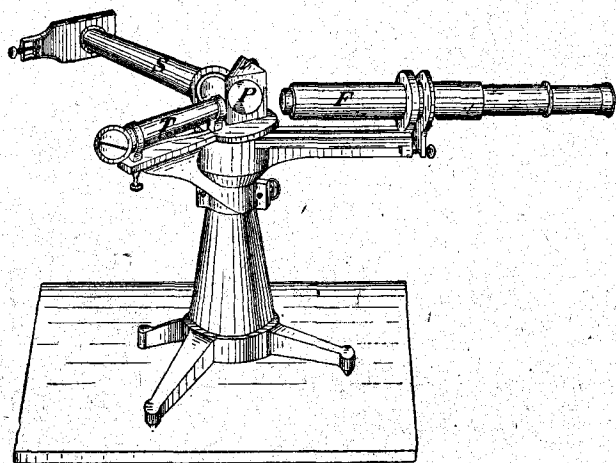


Рис. 243.

лежащем положении. Кроме трубы со щелью (коллиматора)  $S$  и зрительной трубы  $F$ , в приборе имеется еще труба  $T$ , где в фокальной плоскости собирающей линзы помещается маленькая сфотографированная на стекле шкала, освещаемая проходящим светом. Выходящие из этой трубы лучи, отразившись от поверхности призмы  $P$ , попадают в зрительную трубу, в фокальной плоскости которой дают действительное изображение шкалы. Рассматривая ее одновременно со спектром,

наблюдатель получает возможность регистрировать спектральные линии по совпадающим с ними делениям шкалы.

501. Зеркальный (или катоптрический) телескоп. Пока не умели изготовлять ахроматических линз, телескоп-рефлектор имел преимущество перед описанным в п. 493 телескопом — рефрактором (или диоптрическим). В рефлекторе объектив заменен вогнутым зеркалом, которое не дает хроматической аберрации. В ньютоновском зеркальном телескопе (Рис. 244) лучи, отраженные вогнутым зеркалом  $O$ , прежде чем дать

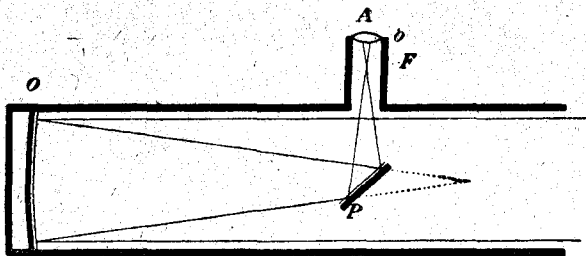
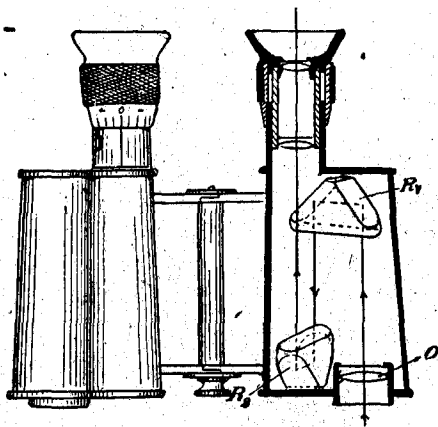


Рис. 244.

действительное изображение, попадают на наклоненное к оси под углом в  $45^\circ$  плоское зеркало. Действительное изображение получается в  $F$  и рассматривается при  $A$  через окуляр  $O$ , играющий здесь роль лупы.

501<sup>a</sup>. Земная зрительная труба, призматическая зрительная труба. В земной зрительной трубе для достижения прямых изображений между объективом и окуляром астрономической трубы поставлена собирающая линза так, чтобы получилось вторично действительное и обратное изображение того действительного и обратного изображения, которое получилось от объектива. По отношению к предмету полученное таким образом изображение оказывается прямым; оно рассматривается через окуляр, как через лупу. Однако, такой прибор имеет, между прочим, тот недостаток, что труба становится слишком длинной и потому неудобной. Гораздо лучше достигается та же цель в призматической трубе (Рис. 244<sup>a</sup>). Лучи, идущие от объектива  $O$ , прежде чем сойтись и дать действительное

Рис. 244<sup>a</sup>.

изображение, претерпевают полные внутренние отражения (454) на поверхностях катетов двух прямоугольных призм с полным внутренним отражением  $R_1$  и  $R_2$ ; отражающие плоскости наклонены к оси трубы под углом в  $45^\circ$ . Этим прежде всего достигается сокращение в три раза той части трубы, которая необходима для пути лучей от объектива до действительного изображения. Затем, если при горизонтальном положении трубы ребро первой призмы  $R_1$  вертикально, а ребро второй  $R_2$  горизонтально, то получается полный поворот изображения; именно, благодаря первой призме, происходит вращение изображения на  $180^\circ$  справа на лево (п. 441), благодаря второй призме—такое же вращение сверху вниз; в результате получается изображение прямое по отношению к предмету. Если, наконец, устроить трубу двойною, на подобие бинокля (Рис. 244<sup>а</sup>), то расстояние обоих объективов будет больше, чем расстояние между глазами, что равносильно его увеличению; от этого получается большая рельефность (489<sup>а</sup>).

502. В зрительной трубе Галилея (бинокле) (Рис. 245) лучи, идущие от объектива  $O$ , прежде чем дать действительное изображение  $AB$ , попадают на служащую окуляром рассеивающую линзу  $o$  и выходят из нее слабо расходящимися, или для глаза, приспособившегося для

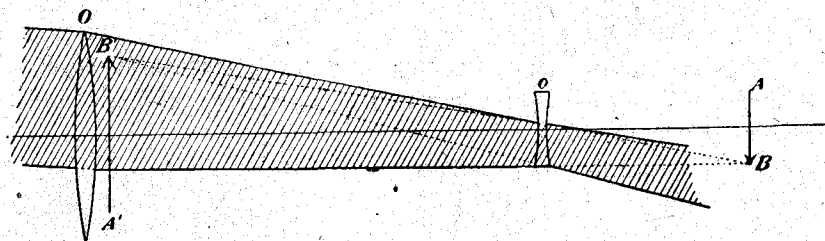


Рис. 245.

бесконечных расстояний, параллельными; наблюдатель видит при этом в  $A'B'$  прямое мнимое изображение. Так как здесь не получается никакого действительного изображения, то применение перекрестных нитей в этой трубе невозможно, и она не употребляется в качестве измерительного прибора (497). Зрительная труба Галилея, явившаяся первым телескопом, была изобретена в Голландии и в руках Галилея повела к важным астрономическим открытиям.

503. В микроскопе объектив с малым фокусным расстоянием дает действительное сильно увеличенное изображение предмета  $GG'$ , лежащего на объективном столике и обыкновенно освещенного проходящим через него светом. Это изображение рассматривается в окуляре,

как в лупу. Окуляр обыкновенно применяется гюйгенсов; рис. 246 показывает ход лучей в этом случае. В  $B_1B_1'$ , где получается действительное изображение, можно поместить нанесенный на стекле масштаб, так называемый окулярный микрометр, который, будучи видим одновременно с изображением, служит для его измерения. Если хотят знать абсолютную величину деления окулярного микрометра, то в качестве объекта берут какую-нибудь микрометрическую прозрачную шкалу с известной величиною деления и определяют, сколько делений окулярного микрометра покрывается одним делением полученной в изображении микрометрической шкалы.

Микроскопический объект обыкновенно помещается между двумя тонкими стеклянными пластинками (предметным и покровным стеклами). Преломление света в верхнем покровном стекле ведет за собою потерю света, частью благодаря геометрическому смещению лучей, частью вследствие частичного или полного отражения, и кроме того увеличивает погрешности изображения (484). Этого преломления избегают, помещая между покровным стеклышком и объективом жидкость, имеющую одинаковый со стеклом показатель преломления, а именно, масло кедрового дерева (гомогенная иммерзия по Аббе, 1878). При первых, менее совершенных иммерсионных линзах Амичи (1840) в качестве иммерсионной жидкости употреблялась вода<sup>1)</sup>.

## Глава 7. Фотометрия

504. Под освещением поверхности разумеют отнесенное к единице поверхности (10) количество света, падающее на эту поверхность в единицу времени.

505. Сила света источника света, представляющего светящуюся точку, пропорциональна освещению перпендикулярной к лучам поверхности, помещенной на расстоянии, равном 1.

На более значительном расстоянии лампу можно считать светя-

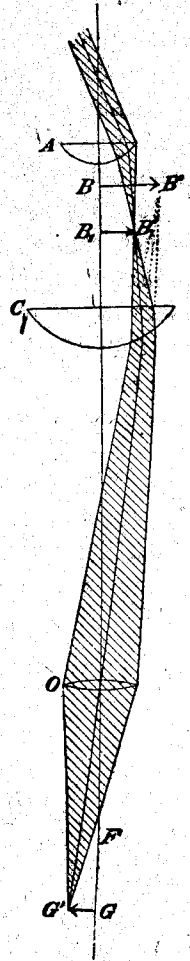


Рис. 246.

<sup>1)</sup> Употребляется также ореховое масло.



щейся точкой. Однако, сила света лампы различна по различным направлениям, проходящим через центр ее пламени, т. е. лампа с различной силой освещает различные места шаровой поверхности, описанной около ее центра. Так, например, сила света обыкновенной лампочки накаливания, вертикально стоящей на подставке, книзу по направлению подставки равна нулю; в горизонтальной плоскости, проведенной через центр лампы, сила света больше, чем кверху по вертикальному направлению. Средняя из величин силы света, взятых по всем различным направлениям, называется средней пространственной силой света.

506. Освещение, которое производит светящаяся точка в совершенно прозрачной среде, на поверхности, перпендикулярной к лучам ее, обратно пропорционально квадрату расстояния точки от поверхности. Действительно, количество света  $L$ , излучаемое в течение известного времени светящейся точкой, попадает за это время на каждый шар, который можно вокруг нее описать. Освещение на таком шаре радиуса  $r$  выразится, следовательно, через

$$\frac{L}{4\pi r^2}$$

507. Яркость освещенной поверхности зависит, кроме освещения, еще и от свойств самой поверхности. Белая бумага кажется ярче, чем серая, при одном и том же освещении.

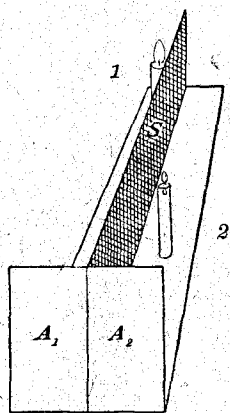


Рис. 247.

508. Фотометр Буге. Две одинаковые, лежащие в одной плоскости, просвечивающие пластинки  $A_1$  и  $A_2$  (Рис. 247) освещаются сзади двумя одинакового цвета источниками света 1 и 2, при чем посредством непрозрачной ширмы  $S$  достигают того, что  $A_1$  освещается только источником света 1, а  $A_2$  — только источником 2. При некоторых расстояниях источников света пластинки представляются глазу одинаково яркими, а, значит, одинаково сильно освещенными. Если такие расстояния будут равны, например, для первого источника одному метру, а для второго двум метрам, то из этого следует, что источник света 2 на расстоянии одного метра освещал бы вчетверо сильнее, чем 1, находящийся на таком же расстоянии (506), или что 2 вчетверо сильнее, чем 1.

Интенсивности двух источников света, представляющих светящиеся точки, относятся, следовательно, как квадраты расстояний, на которых они одинаково освещают поверхности, перпендикулярные к ходу их лучей.

509. Фотометр Бунзена. Жирное пятно на белом бумажном экране кажется при проходящем через него свете ярким на темном фоне, так как промасленная бумага пропускает больше света, чем непромасленная. В отраженном же свете пятно представляется темным на светлом фоне, так как промасленная бумага отражает меньше света, чем непромасленная. Если за экраном находится источник света  $L_0$ , а перед экраном другой  $L_1$ , то можно выбрать такое расстояние  $r_1$  между  $L_1$  и экраном, что пятно не кажется ни светлым на темном, ни темным на светлом фоне, а просто совершенно исчезает для глаза. Если же, оставляя на своем месте  $L_0$ , достигнуть того же результата с источником света  $L_2$ , который при этом придется поместить на расстоянии  $r_2$ , то:

$$L_1 : L_2 = r_1^2 : r_2^2 \quad (506).$$

На рис. 248 изображен прибор, часто применяемый на газовых заводах.  $P$  представляет фотометрический экран с жирным пятном

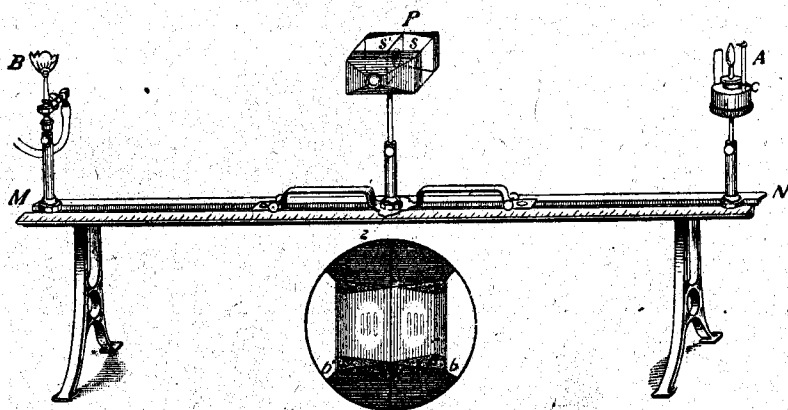


Рис. 248.

на нем;  $MN$  — фотометрическая линейка, снабженная по длине делениями; на одной стороне находится нормальный источник света  $A$ , на другой исследуемый путем сравнения с  $A$  другой источник света  $B$  (газовая горелка). В пересекающихся под тупым углом зеркалах  $s$  и  $s'$  через находящееся перед ними отверстие виден сразу с двух сторон

экран с жирным пятном. Экран  $P$  передвигают по линейке до тех пор, пока оба изображения жирного пятна в зеркалах не сделаются одинаково яркими<sup>1)</sup>; при этой „фотометрической установке“ экран с одинаковой силой освещается с обеих сторон, и силы источников света относятся друг к другу, как квадраты их расстояний от фотометрического экрана  $P$ .

При фотометрической установке глаз получает от обоих родов бумаги количества света, пропорциональные сумме отраженной и пропущенной насквозь доли одного и того же освещения, т. е. собственно освещения, уменьшенного на долю света, поглощенного (511) соответствующим родом бумаги. Если эта последняя доля для обоих родов бумаги одна и та же, то жирное пятно при фотометрической установке исчезает; если же промасленная бумага поглощает меньше света, чем непромасленная, то пятно при такой установке кажется светлым на более темном фоне. Чтобы довести его до исчезновения, нужно в этом случае передвинуть экран вправо или влево, смотря по тому, рассматривают ли его с правой или с левой стороны.

Если бы различие между обоими родами бумаги было мало, то прибор был бы нечувствителен, т. е. отклонение от фотометрической установки было бы заметно только после значительного перемещения экрана. Всего сильнее было бы упомянутое различие, если бы промасленная бумага совершенно не отражала, а непромасленная совершенно не пропускала света. Этому идеальному случаю соответствует устройство фотометра Луммера-Бродхуна.

509<sup>a</sup>. Фотометр Луммера Бродхуна. Перпендикулярно к фотометрической скамейке установлена гипсовая пластинка  $G$  (Рис. 248<sup>a</sup>), стороны

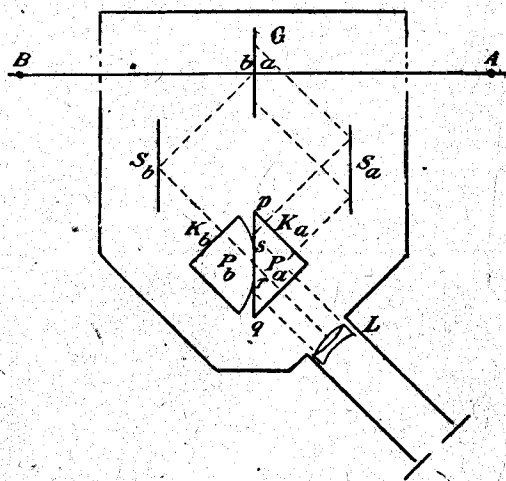


Рис. 248<sup>a</sup>.

которой  $a$  и  $b$  освещаются соответственно источниками  $A$  и  $B$ . Рассеянный (диффузный) свет, исходящий от  $a$  и  $b$ , падает на зеркала

<sup>1)</sup> Отдельное изображение на рис. 248 показывает оба изображения  $ab$  и  $ab'$  в зеркалах  $ab$  и  $ab'$  для фотометрической установки; на экране находятся три жирных пятна.

$S_a$  и  $S_b$ , которые отбрасывают его приблизительно перпендикулярно к поверхностям катетов  $K_a$  и  $K_b$  прямоугольных стеклянных призм  $P_a$  и  $P_b$ , образующих кубик фотометра.  $P_a$ —обыкновенная призма с полным внутренним отражением с плоской гипотенузной поверхностью, в призме же  $P_b$  только круглая площадка  $rs$  имеет плоскую поверхность, а остальная часть образует шаровую зону. Обе призмы прижаты друг к другу по плоскости  $rs$  настолько крепко, что между ними не остается заметной прослойки воздуха; в этом месте они образуют как бы однородную массу стекла и весь свет, падающий на  $rs$ , полностью проходит насквозь. Наблюдатель, установив лупу  $L$  на поверхность  $psrq$ , получает от  $B$ , или от  $b$ , только свет, преломляющийся через  $rs$ , а от  $A$ , или от  $a$ , только свет, претерпевший полное отражение от  $ps$  и  $qr$ ; он видит  $rs$ , как светлое или темное эллиптическое пятно на равномерно освещенном фоне. Если расположение прибора справа и слева симметрично относительно гипсовой пластинки  $G$ , то пятно исчезает, когда  $G$  освещено с обеих сторон одинаково. Силы света источников  $A$  и  $B$  относятся тогда опять-таки, как квадраты их расстояний от  $G$ . Можно получить правильный результат независимо от того, выполнено ли указанное условие о симметричности прибора; для этого достаточно повернуть кубик фотометра вместе с зеркалами  $S_a$  и  $S_b$ , которые с ним неизменно соединены, на  $180^\circ$  вокруг  $rs$ , как оси, снова произвести установку на исчезновение пятна и положить в основу вычислений в качестве расстояний среднее арифметическое из последних и прежних результатов.

510. Единица света, единица освещения<sup>1)</sup>. В Германии за единицу силы света принимается свеча Гефнера ( $HK$ ), т. е. сила света амилацетатовой (уксусноамиловой) лампы Гефнера  $A$  (Рис. 248), считая по горизонтальному направлению, при 40 миллиметрах высоты пламени и при 6,6 миллиметров абсолютной влажности (388). Единицей освещения является метро-свеча, или Lux (Lx), т. е. освещение, которое производит свеча Гефнера, находясь на расстоянии 1 метра, на поверхности, стоящей перпендикулярно к ее лучам. В аудиториях и школьных комнатах требуется 35—60 Lux для горизонтальных поверхностей.

<sup>1)</sup> За научную единицу силы света принимается так называемая единица Виоля; это сила света, излучаемая 1 кв. сантиметром расплавленной платины при температуре ее затвердевания. Так как воспроизведение на опыте этой единицы весьма затруднительно, то пользуются различного рода лампами, из которых одна из наиболее удачных—упомянутая в тексте лампа Гефнера. Отношение единиц Виоля и Гефнера таково:

$$1 \text{ Виоль} = 22,3 \text{ Гефнера.}$$

Ред.

## Глава 8. Поглощение света

**511. Поглощение.** Различные тела, находясь на пути световых лучей, вызывают весьма изменяющееся вместе с природой этих тел ослабление света, которое обыкновенно лишь в весьма малой степени происходит от отражения и может быть сведено главным образом к поглощению или абсорбции света в телах.

Металлы уже в довольно тонком слое совершенно непроницаемы для света; для воздуха и воды поглощение света незаметно для глаза без применения более тонких методов исследования даже и при более значительной толщине проходимого светом слоя.

Обыкновенно поглощение света имеет избирательный характер, т. е. оно с различной силой проявляется по отношению к различным цветам. Так, например, красное стекло при проходящем свете имеет красный цвет, потому что пропускает только красные лучи и поглощает все остальные. Вода в толстом слое представляется зеленой или голубой, так как поглощение ею лучей возрастает по направлению к красному концу спектра.

**512. Спектр поглощения.** Щель спектроскопа освещают белым ламповым или дневным светом и перед щелью, между нею и этим источником света, помещают в виде плоскопараллельного слоя то вещество, поглощательную способность которого хотят исследовать.

Спектр, измененный благодаря такому помещению вещества на пути лучей, называется спектром поглощения тела; он дает возможность делать в известной мере заключение о производимом телом поглощении. Капельные жидкости при этом помещают в маленькие стеклянные сосуды, стенки которых образованы параллельными друг другу плоскопараллельными стеклянными пластинками, через которые проходит свет.

Таким образом, оказывается, что красная стеклянная пластинка пропускает только красный свет; пластинка из синего кобальтового стекла дает только одну полосу в красном конце спектра и всю синюю часть спектра.

При помощи раствора двуххромокалиевой соли можно устранить более преломляемые части спектра, а именно голубой и зеленый свет, посредством медно-аммиачного раствора — менее преломляемую часть, а именно красный и желтый свет.

Спектр поглощения раствора хлорофилла показывает, между прочим, широкую полосу поглощения в красной части спектра. Кровь даже при сильном разжижении дает две характерные полосы погло-

щения в зеленой части спектра, которыми пользуются для доказательства присутствия крови в судебно-медицинской практике.

Спектр паров иода пронизан многочисленными довольно резкими линиями.

513. Спектры поглощения раскаленных газов. Раскаленные газы поглощают, по Кирхгоффу и Бунзену, только те отдельные роды световых лучей, которые они сами испускают (472 и 598). Так, например, пламя натрия поглощает только те желтые лучи, которые свойственны яркой желтой линии спектра натрия (472). При исследовании спектра поглощения раскаленного газа, например, паров натрия, приходится прежде всего столкнуться с усложнением наблюдения, вызываемым тем, что натрий не только поглощает желтый свет, но его же и испускает, благодаря чему на месте линии натрия от поглощения должна получиться темная полоска, а от лучеиспускания самого натрия—яркая. Излучаемое пламенем количество света имеет определенную величину  $E$ ; поглощаемое пламенем количество света представляет определенную дробь  $\left(\frac{1}{n}\right)$  падающего коли-

чества света  $J$ , т. е.  $= \frac{J}{n}$ . Когда  $J$  достаточно возрастает, то  $\frac{J}{n}$  делается больше  $E$ , потемнение от поглощения получает преобладание над освещением от излучения, и на светлом фоне появляется темная полоска на месте натриевой линии. Это бывает, например, когда щель освещается светом электрического дугового фонаря. Для демонстрирования получают спектр освещенной дуговым фонарем щели, согласно п. 463, на экране и затем перед щелью помещают бунзеновскую горелку, в которую вносят на железной ложечке некоторое количество металлического натрия и здесь превращают его в пар; тогда в спектре на месте натриевой линии появляется толстая черная полоса.

Из этого следует, что при достаточной интенсивности падающего на щель света спектр поглощения раскаленного газа представляет обратную картину его собственного спектра от испускаемых им лучей, т. е. на тех местах, где в последнем находятся светлые линии, сплошной спектр оказывается пересеченным темными линиями.

514. Происхождение фраунгоферовых линий. Так как солнечный спектр с фраунгоферовыми линиями (467) представляет такого рода спектр поглощения, то Кирхгоф пришел к заключению что 1) солнце состоит из добела накаленного твердого, или капельно-жидкого ядра, которое окружено оболочкой из накаленных газов — фотосферой, 2) солнечный спектр в сущности представляет обращенный спектр по

отношению к спектрам испускания тех газов, которые в раскаленном состоянии находятся в солнечной фотосфере. Действительно, большая часть фраунгоферовых линий происходит вследствие поглощения в солнечной фотосфере света, испускаемого солнечным ядром; только небольшая часть их обуславливается поглощением солнечного света в земной атмосфере. Эти, так называемые, атмосферные или теллурические линии усиливаются, когда при приближении солнца к горизонту свет от него должен проходить более длинный путь по земной атмосфере<sup>1)</sup>.

155. Спектральный анализ с помощью спектров поглощения. Если одну половину по длине щели спектроскопа осветить солнечным светом, а другую раскаленным паром какого-либо тела, то получаются один над другим спектр этого тела и солнечный спектр. По совпадению светлых линий в спектре раскаленного пара и темных фраунгоферовых в солнечном спектре можно заключить о присутствии пара этого тела в солнечной фотосфере с тем большей уверенностью, чем больше линий на спектрах оказываются совпадающими. Так, например, из совпадения фраунгоферовой линии  $D$  с желтой линией натрия можно вывести присутствие паров натрия в фотосфере солнца<sup>2)</sup>; на присутствие железа указывает совпадение очень многих линий. При такого рода исследованиях спектры тяжелых металлов получают путем превращения последних в пар в электрической дуге или в искре индукционной спирали (818).

156. неподвижные звезды и туманности. Спектры неподвижных звезд сходны с солнечным спектром и представляются также пересеченными темными линиями, а потому позволяют заключить о сходном со строением солнца строении неподвижных звезд. Некоторые неразложимые телескопом туманности дают линейчатый спектр и представляют, следовательно, светящиеся массы газа.

157. Естественные цвета тел, которые обнаруживаются в рассеянно-отраженном свете, также происходят от поглощения, при чем свет

<sup>1)</sup> С помощью маленького (карманного) спектроскопа легко заметить теллурические линии следующим простым приемом: направив спектроскоп первоначально вверх (по возможности к зениту), его быстро опускают вниз до почти горизонтального положения; при этом отчетливо выступают вначале еле заметные линии в красной части спектра и около линии  $C$  (по обе стороны). Эти линии чрезвычайно усиливаются перед дождем, т. е. когда в атмосфере много водяного пара. Ред.

<sup>2)</sup> Близко от линии  $D$  (вернее двойной линии  $D_1$  и  $D_2$ ) (530) находится линия  $D_3$ . Раньше эту линию, как не соответствовавшую никакому земному простому телу, приписывали некоторому только в солнце находящемуся телу, которое называли гелием. В 1895 г. гелий был открыт Рамзаем в клеверите (см. п. 169 и 398).

отражается не от математической поверхности тел, но уже после того, как он проникнет в тело, а следовательно, пройдет при этом некоторый путь в теле и подвергнется на протяжении его поглощению.

Порошок совершенно прозрачного тела при бесконечной толщине слоя должен рассеивать и отражать весь падающий свет. Следовательно, он должен казаться белым, так как всякая часть проникшего до некоторой глубины света рано или поздно опять-таки отразится от той или другой частички порошка и возвратится на поверхность. На практике это замечается уже при незначительной толщине слоя (снег, толченая соль).

### Глава 9. О действиях света

518. Флюоресценция. Если смотреть на лучи света со стороны, то в пустоте они невидимы; в среде же, в которой находятся рассеивающие свет частички, например, в пыльном воздухе или взмученной воде, путь их ясно виден. На более крупных частичках лучи различного цвета рассеиваются равномерно, на частичках, величина которых мала по отношению к длине световой волны (530), лучи большей преломляемости рассеиваются сильнее<sup>1)</sup>. Поэтому взмученная такого рода частичками среда, например, эмульсия спиртового раствора мастики (фисташковой смолы) в воде, освещенная белым светом, в падающем и отраженном свете кажется голубоватой, в проходящем же, в котором благодаря дисперсии ослабляются более преломляемые лучи, — желтокрасной<sup>2)</sup>. Этим же объясняется, по мнению Брюкке и Рэля, голубой цвет неба.

Чем более полно освобождены воздух или вода от посторонних частиц, тем слабее становится рассеянный свет; но, вероятно, некоторая часть света рассеивается и на молекулах самих этих тел, и, по мнению Рэля, значительная часть голубого цвета неба зависит от рассеяния света на молекулах самого воздуха.

Напротив, если через разведенный слабо щелочной раствор флюоресцеина пропустить пучек лучей, то он оказывается видимым со всех сторон; свет его желтозеленый, при чем сила света не зависит от присутствия взмученных частиц. Этот желтозеленый свет исчезает, если возбуждающий его пучек лучей до вступления в раствор флюоресцеина пропустить через раствор двуххромокалиевой соли; напро-

<sup>1)</sup> По лорду Рэлю, интенсивность света, рассеянного на таких частичках, обратно пропорциональна 4-й степени длины световой волны.

<sup>2)</sup> Достаточно капнуть несколько капель одеколора в стакан воды (и перемешать ее ложечкой), чтобы наблюдать это весьма любопытное явление.



тив, он остается и притом с желтозеленой окраской, если возбуждающий его пучек лучей предварительно пропустить через аммиачный раствор окиси меди. Если вода содержит взмученные частички, рассеянный свет виден в обоих случаях, при чем он всегда имеет окраску того света, которым освещена вода.

Из этого следует, что раствор флюоресцеина во время освещения его известными родами лучей становится самосветящимся. Тело, обладающее этим свойством, называется флюоресцирующим, а излучаемый им свет — светом флюоресценции (Стокс, 1852).

Если рассматривать раствор флюоресцеина в проходящем свете, он представляется оранжевожелтым; при рассматривании же в падающем на него свете, он отливает желтоватозеленым светом флюоресценции, испускаемым им самим. Урановое стекло и платиновосинеродистый барий флюоресцируют зеленоватым светом, подкисленный серной кислотой раствор сернокислого хинина — небесно-голубым, эфирный раствор хлорофилла — краснокоричневым.

519. Спектральное исследование, ультрафиолетовые лучи. Для более точного исследования возбуждающих флюоресценцию лучей спектр направляют на флюоресцирующее вещество, например, на пластинку из уранового стекла или на экран, покрытый слоем платиново-синеродистого бария. При этом оказывается, что: 1) цвет испускаемых флюоресцирующим телом лучей (цвет света флюоресценции) имеет окраску, отличную от цвета лучей, возбуждающих флюоресценцию; 2) флюоресценция в урановом стекле начинается, если идти от красного конца спектра, в его голубой части, а если линзы и призма сделаны из кварца, флюоресценция простирается далеко за фиолетовый конец видимого спектра (Стокс). Туда падают лучи еще большей преломляемости, чем фиолетовые, которые поэтому называются ультрафиолетовыми. Стекло сильно поглощает эти лучи, кварц, напротив, их хорошо пропускает. Лучи эти обладают всеми характерными физическими свойствами световых лучей, но не вызывают в глазу светового ощущения.

Свет флюоресценции для бесцветных флюоресцирующих веществ, по Стоксу, всегда обладает меньшей преломляемостью, чем свет возбуждающих флюоресценцию лучей; по Ломмелю, при окрашенных веществах в нем содержатся иногда и некоторые более преломляемые лучи.

520. Фосфоресценция. Сернистые соединения щелочноземельных металлов, подвергнутые действию дневного света, светятся после этого в темноте в течение довольно продолжительного времени; цвет и интенсивность этого свечения зависят от способа получения этих соединений

и от примеси к ним небольших количеств посторонних веществ. Такого рода тело, самосветящееся во время и после освещения, называется фосфоресцирующим телом. Спектральное исследование по изложенному в п. 519 способу показывает, что фосфоресценция вызывается лучами сильной преломляемости. Большой продолжительностью свечения и силой обладает голубой свет фосфоресценции, испускаемый так называемой бальмаиновой светящейся краской, состоящей главным образом из сернистого кальция с небольшой примесью висмутовой соли. Во многих случаях явление фосфоресценции длится очень малое время и может быть замечено только тогда, когда фосфоресцирующее тело наблюдают при помощи особого аппарата, флюороскопа Беккереля, через очень малое время после освещения.

521. Химические действия света. Если написать что-нибудь на бумаге раствором азотнокислого серебра и выставить эту бумагу на свет, то написанное скоро темнеет, так как азотнокислое серебро в присутствии органических веществ восстанавливается от действия света. Бумагу, пропитанную содержащим хлористый натрий раствором белка, так называемую альбуминную бумагу, можно сделать светочувствительной, положив ее на несколько минут альбуминным слоем на поверхность раствора азотнокислого серебра и затем высушив. Такая бумага, содержащая хлористое и азотнокислое серебро, бурет от действия света, при чем происходит восстановление хлористого серебра. Хлорный гремучий газ, смесь равных объемов хлора и водорода (387), при действии света соединяется в хлористый водород, при известных условиях со взрывом. Здесь свет также сначала действует разлагающим образом, потому что при образовании  $HCl$  молекулы  $H_2$  и  $Cl_2$  должны расщепляться (387). Соединение продуктов расщепления  $H$  и  $Cl$  в  $HCl$  вторичная, т. е. независимая от лучистой энергии реакция; в большинстве случаев „фотолиза“ такая вторичная реакция и наступает вслед за собственным или первичным действием излучения.

522. Деятельные лучи. Если описанную выше светочувствительную бумагу покрыть в одной ее части красным, а в другой—синим стеклом, то только последняя часть ее побуреет от света. Значит, в этом случае химическое действие производится лучами большей преломляемости. Наоборот, при процессе ассимиляции в растениях, обусловливаемом так же светом, в содержащихся в хлорофилловых зернах крахмальных зернышках деятельными являются лучи меньшей преломляемости; вообще, при каждом фотолизе действуют только те лучи, которые поглощаются, и количество продуктов реакции пропорционально поглощенной лучистой энергии.

**523. Фотографический процесс.** При негативном процессе употребляется обыкновенно сухая пластинка, т. е. наведенная на стекло желатинная пленка, содержащая бромистое серебро. После действия в течение короткого времени при экспозиции действительного изображения в камер-обскуре (487) на пластинку, результат действия света еще на ней не виден. Изображение становится видимым—проявляется, если пластинку обработать щелочным раствором пирогалловой кислоты. При этом бромистое серебро восстанавливается в металлическое серебро, и притом выделение серебра в каждом месте пластинки происходит тем сильнее, чем больше это место освещалось при экспозиции деятельными лучами. Фиксируется (закрепляется) изображение посредством обработки пластинки водным раствором серноватистокислого натра (25 гр. на 100 гр. воды), который устраняет из пленки светочувствительное вещество. Полученное изображение в проходящем свете представляется негативным, т. е. светлым местам оригинала соответствуют в нем места, потемневшие от осадка металлического серебра. При позитивном процессе действию света подвергают подложенную под негатив светочувствительную бумагу, которая буреет в местах, находящихся под прозрачными местами негатива, и, наоборот, остается светлой под его непрозрачными местами. Таким образом, получается позитивное изображение, т. е. изображение, в котором светлые места оригинала являются светлыми, темные—темными<sup>1)</sup>.

Фотографический процесс применяется в физике между прочим для получения снимков спектра<sup>2)</sup>. Если желают получить снимок ультрафиолетовой части его, то в спектральном аппарате (519) применяются кварцевые линзы и призмы.

**524. Фотомеханические методы** служат для изготовления фотографическим путем годных для печатания клише. Здесь мы изложим цин-

<sup>1)</sup> Существуют способы, при помощи особых цветных светофильтров, получать окрашенные фотографии.

Липману удалось найти способ фотографирования предметов в их натуральных цветах. Этот способ основан на явлениях интерференции света в тонких пластинках (540). Ред.

<sup>2)</sup> При фотографировании спектра обнаруживается, что цветные лучи тем быстрее фотографируются, чем ближе они лежат к фиолетовому (и даже зафиолетовому) краю спектра. Весьма яркая краснооранжевая часть спектра фотографируется чрезвычайно медленно. Прибавление к желатиновой эмульсии различных сенсibilизаторов (обыкновенно анилиновых красок) значительно повышает чувствительность приготовленных из такой эмульсии пластинок к красным, оранжевым, желтым и зеленым лучам. Таким именно образом и готовятся так называемые ортохроматические и панхроматические пластинки. Ред.

кографический способ в той форме, в которой он применялся для получения рисунков этой книги. Этот способ основывается, как и многие другие фотомеханические способы, на свойстве пропитанной хромовой солью желатины терять от действия света растворимость в теплой воде.

С подлежащего воспроизведению рисунка снимают фотографическое негативное изображение и, поместив под него бумагу с наведенным на ней слоем хромовой желатины, подвергают ее действию света. После этого на слой желатины на его передней подвергнутой действию света поверхности наносят тонкий слой жира посредством обработки эфирными маслами и затем действуют на слой желатины с задней его стороны теплой водой, для чего хроможелатинную бумагу кладут свободной от слоя желатины стороной на теплую воду. Вода растворяет части слоя хромовой желатины, соответствующие темным местам негатива, не подвергшиеся действию света; с них можно затем посредством ваты вытереть слой жира. Напротив, те части покрытого жиром слоя желатины, которые подверглись действию света и потому стали нерастворимыми, остаются неизменными и соответствуют черным местам оригинала.

Полученное, как указано, изображение приводится в соприкосновение с цинковой пластинкой, к которой жир прилипает, и таким образом переводится на эту пластинку. Чтобы усилить изображение на цинковой пластинке, ее покрывают очень разведенным водным раствором гуммиарабика и проводят по ней губкой, смоченной восковой краской. Раствор гуммиарабика не дает краске покрыть блестящие места цинка, и черное изображение отчетливо выступает на цинковой пластинке; в результате такой обработки места пластики, лежащие под темными местами рисунка, оказываются защищенными от действия кислоты.

Если затем пластинку опустить в разведенную азотную кислоту, то непокрытые рисунком места ее разъедаются кислотой, и тут получают углубления, тогда как части пластинки, покрытые желатиным слоем, образуют выпуклое рельефное изображение. Это рельефное изображение соответствует черным местам оригинала; такая металлическая пластинка, подвергнутая в случае надобности после вытравления соответствующей дальнейшей обработке, идет вместе с обыкновенным шрифтом в машину и там дает оттиски.

525. Тепловые действия, ультракрасные лучи. Термометр, помещенный в солнечный спектр, показывает повышение температуры (В. Гершель, 1800), которое, будучи незаметным в синем конце увеличивается по направлению к красному и, смотря по веществу прелом-

ляющих сред спектрального аппарата, заходит более или менее далеко за красный конец спектра. Туда попадают, следовательно, лучи, называемые ультракрасными, которые, правда, не ощущаются глазом, однако в других отношениях обнаруживают все свойства световых лучей. Отражение ультракрасных лучей доказывалось, например, при помощи описанной в п. 265 установки с двумя вогнутыми зеркалами, имеющими общую ось; при этом источник звука заменяют в фокусе одного зеркала раскаленными углями, а слуховую трубку в фокусе другого — клочком гремучей ваты. Вата воспламеняется, когда угли подвергаются накаливанию. Если держать между вторым зеркалом и его фокусом стеклянную пластинку, то опыт не удастся; это доказывает, что здесь действуют именно ультракрасные лучи, потому что лучи видимые пропускаются стеклом. Интерференция и поляризация (гл. 11—14) также доказаны для ультракрасных лучей.

### Глава 10. Скорость распространения света

526. Метод Рёмера (1673). Пусть  $ABCD$  (Рис. 249) — земная орбита (эклиптика); в  $I$ , положим, находится планета Юпитер. Если для распространения света требуется известное время, то некоторое явление на Юпитере должно быть видно позднее в точке  $C$  земной орбиты, чем в точке  $A$  ее, и притом позже на тот именно промежуток вре-

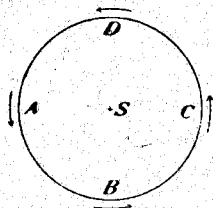


Рис. 249.

мени, который необходим свету для прохождения диаметра  $AC$  земной орбиты. В качестве видимого явления на Юпитере, Рёмер пользовался погружением одного из спутников этой планеты в отбрасываемую ею тень. Если определить момент наступления этого явления в то время, когда земля находится в  $A$ , то можно из времени обращения спутника (около  $42\frac{1}{2}$  часов) вычислить всякий момент, когда это явление вновь наступило бы, если бы земля оставалась в  $A$ . Если же земля передвинется в  $C$ , то это явление будет наблюдаться позже, чем дают вычисления при указанном предположении, и притом позже на время, за которое свет проходит диаметр земной

орбиты. Это время или, другими словами, это запаздывание явления определено при наиболее точных наблюдениях.<sup>1)</sup> и оказалось равно 1000 секунд или около  $16\frac{1}{2}$  минут, таким образом, скорость распространения света  $c$  в безвоздушном пространстве равна

$$\frac{D}{1000} = \frac{296\,300\,000}{1000} \text{ километров} = 296\,300 \text{ километров в секунду}^2).$$

527. Метод Брадлея. Аберрация света. (1727). При двух положениях земли в  $B$  и затем в  $D$  (Рис. 250) направляют зрительную трубу на неподвижную звезду, которая видна приблизительно по направлению  $BD$ . Оказывается, что направления  $BE'$  и  $DE''$  оси зрительной трубы в обоих случаях образуют друг с другом маленький угол  $40'',89$ . Предполагая, что движение света в световых лучах совершается независимо от движения земли, указанное явление объясняется

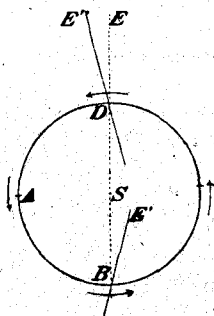


Рис. 250.

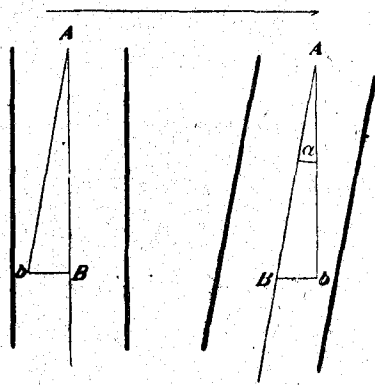


Рис. 251а.

Рис. 251б.

следующим образом. Пусть  $AB$  (Рис. 251а) будет ось зрительной трубы. Если эта ось направлена прямо на неподвижную звезду, то зрительная труба за то время, пока свет пройдет от  $A$  до  $B$ , успеет, следуя за движением земли в обозначенном стрелкой направлении, подвинуться на расстояние  $bB$ ; следовательно, луч относительно зрительной трубы пройдет путь  $Ab$  и не будет уже совпадать с ее осью. Чтобы привести эту ось в совпадение с лучем, нужно (Рис. 251б) зрительную трубу повернуть вперед по направлению движения земли на угол  $\alpha$ , величина которого определяется тем, что

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{Bb}{Ab},$$

<sup>1)</sup> По Глазенатпу.

<sup>2)</sup> Принятая для  $D$  величина получена из наблюдений над прохождениями Венеры в 1874 и 1882 гг.

где  $a$  — так называемая постоянная aberrации и равна  $\frac{40''.89}{2}$ ,  $Bb$  и  $Ab$  представляют соответственно пути, которые одновременно пройдены землею и светом, и относятся, следовательно, как известная скорость  $u$  земли к скорости распространения света  $c$ . Отсюда следует, что  $\operatorname{tg} a = \frac{u}{c}$ , а  $c = \frac{u}{\operatorname{tg} a}$ . Определенное таким образом  $c$  оказалось равно 297 600 километров в секунду.

528. Метод Физо. Наконец, Физо в 1849 г. удалось определить  $c$  опытным путем на поверхности земли. Две зрительные трубы (Рис. 252)

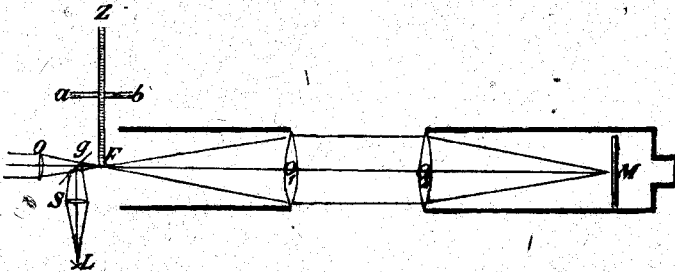


Рис. 252.

были установлены на концах основной линии длиною в 8633 метра одна против другой таким образом, чтобы через каждую из них был виден объектив другой, следовательно, так, чтобы оси обеих труб совпадали.  $L$  — светящаяся точка, действительное изображение которой при посредстве плоского зеркала  $g$  дается собирающей линзой  $S$  в фокусе  $F$  объектива  $O_1$ , при чем идущие от  $L$  лучи отчасти отражаются от этой находящейся на их пути стеклянной лишенной наводки зеркальной пластинки  $g$ , наклоненной к оси зрительных труб на  $45^\circ$ . Приведенные к параллельности объективом  $O_1$  лучи падают на объектив  $O_2$  второй зрительной трубы, собираются в фокусе этого объектива и там вновь отражаются металлическим зеркалом  $M$ . Таким образом, в  $F$  получается второе действительное изображение, видимое через окуляр  $o$  первой зрительной трубы.  $F$  находится на периферической зубчатой части помещенного в первой зрительной трубе колеса  $Z$ , которое приводится в быстрое вращение вокруг оси  $ab$ . При этом сначала видно изображение  $L$ , хотя и с уменьшенной яркостью; если же увеличить скорость вращения настолько, чтобы время, в течение которого зубец колеса становится на место выемки, равнялось времени, за которое свет проходит туда и назад основную

линию, то свету при обратном движении после отражения от  $M$  путь оказывается прегражденным зубцом колеса, и точки  $L$  уже не видно<sup>1)</sup>. Если при этом известна скорость вращения колеса, то можно вычислить вышеуказанное время прохождения светом основной линии в ту и другую сторону, а значит и скорость распространения света.

По этому методу Корню, пользуясь улучшенными приборами, нашел в 1874 г. в круглых цифрах

$$c = 300\,000 \text{ километров в секунду.}$$

## Глава 11. Теория волнообразного движения света

529. По теории волнообразного движения света, процесс в световом луче состоит в том, что по направлению луча распространяется поперечное волнообразное движение, вызванное колебаниями светящейся точки (252—256). Так как, согласно опыту, свет проходит через какое-нибудь пространство с тем меньшим ослаблением, чем меньше весомой материи содержит это пространство, то принимают, что он может распространяться и по совершенно лишенному весомой материи пространству. Среда, обуславливающая движение света, согласно сказанному, не может быть весомой материей; она называется эфиром. Ср. впрочем п. 825.

530 Длина волн. Если на месте светового луча представить себе натянутую веревку, конец которой, прикрепленный к светящейся точке, поддерживается в состоянии поперечного колебательного движения, то, по вышеприведенной гипотезе, процесс в световом луче сходен с процессом, совершающимся в этой веревке. Световые волны отличаются, однако, очень малой длиной, которая для разных цветов различна. Для красного света она больше, чем для фиолетового; для света фраунгоферовых линий она равна:

$B$	$D^2)$	$E$	$F$	$G$	$H$
0,687	0,589	0,527	0,486	0,431	0,397

микрона ( $\mu$ ) в безвоздушном пространстве<sup>3)</sup>. Длина волны, по п. 254, представляет длину пути, пройденного за время одного периода ко-

<sup>1)</sup> Если все более и более увеличивать скорость вращения, то  $L$  попеременно исчезает и вновь появляется.

<sup>2)</sup> В действительности линия  $D$  двойная, соответственно длинам волн  $D_1 = 0,5896$  и  $D_2 = 0,5890$ .

<sup>3)</sup> Под единицей Ангстрема ( $\text{Å. E.}$ ) понимают  $0,1 \mu\mu = 10^{-8}$  см. Таким образом, длина волны  $D_2 = 0,589 \mu = 589 \mu\mu = 5890 \text{ Å. E.}$



лебания. Следовательно, свет линии  $D$  делает за один период колебания только  $0,589 \mu$ , тогда как в течение одной секунды он проходит 300 000 килом. Сколько раз  $0,589 \mu$  содержится в 300 000 килом., столько колебаний, т. е. 509 миллиардов в секунду, совершает частичка эфира на луче линии  $D$ . Число колебаний обратно пропорционально длине волны; оно больше для фиолетового, чем для красного света.

531. Волновая поверхность. В оптически изотропных средах (431) шаровая поверхность, описанная вокруг светящейся точки, содержит только частички, находящиеся в одинаковых фазах колебания (255). Такого рода сплошная поверхность, соединяющая частички с одинаковыми фазами колебаний, называется волновой поверхностью света. В средах оптически изотропных лучи света всегда перпендикулярны к волновым поверхностям; таким образом, параллельным лучам соответствуют плоские перпендикулярные к ним волновые поверхности. Вместе с волновыми поверхностями света в подобной среде определяются, следовательно, и направления лучей.

532. Принцип Гюйгенса. Если представить себе вокруг светящейся точки  $L$  замкнутую поверхность  $S$  (Рис. 253), то ясно, что

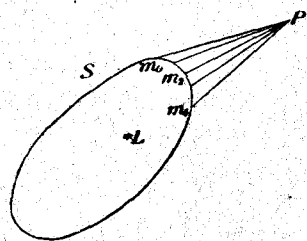


Рис. 253.

движение света вне этой поверхности вполне определяется движением, совершающимся на этой поверхности. Чтобы определить внешнее по отношению к поверхности движение по движению, происходящему на этой поверхности, служит принцип Гюйгенса, а именно — допущение, что каждая точка  $m$  поверхности  $S$  может рассматриваться, как волновой центр, из которого во все стороны расходятся волны. При этом допущении движение света в какой-либо точке  $P$  вне  $S$  представляет движение, слагающееся из движений, производимых в  $P$  всеми точками  $m_0, m_1, m_2, \dots$  поверхности  $S$ .

533. Преломление света. Допустим, что плоская волна, волновую поверхность которой представляет  $B_1B_2$  (Рис. 254), встречает, при своем распространении в изотропной среде 1 (в воздухе) плоскую поверхность  $B_2C_2$ , ограничивающую 1 среду от изотропной же среды 2 (воды); эту поверхность мы будем рассматривать, как соответствующую поверхности  $S$  на рис. 253 (532). На плоской волновой поверхности  $B_1B_2$  (531) везде имеет место одна и та же фаза колебания; в то время, как эта фаза колебания распространяется в воздухе от  $B_1$  до  $C_1$ , в воде она распространяется по

поверхности шара радиуса  $B_2C_2$ , если  $B_1C_1$  и  $B_2C_2$  представляют пути, которые свет соответственно проходит за одно и то же время в воздухе и в воде. В точках  $C_1$  и  $C_2$  касательной плоскости, которая проведена к поверхности шара через перпендикуляр, восстановленный в  $C_1$ , к плоскости рисунка, имеется, следовательно, одна и та же фаза колебания. Можно показать, что это относится ко всем точкам указанной касательной плоскости, и что эта плоскость, следовательно, представляет волновую поверхность света в воде. Радиус  $B_2C_2$ , проведенный в точку касания этой касательной плоскости, является поэтому преломленным лучом, получающимся из луча падения  $A_2B_2$ . Углы  $i_1$  и  $i_2$ , (Рис. 254), образованные падающей и преломленной волной с плоскостью раздела обеих сред 1 и 2, представляют также углы, которые падающий и преломленный лучи образуют с перпендикуляром в точке падения, т. е. углы падения и преломления. Из рисунка видно, что

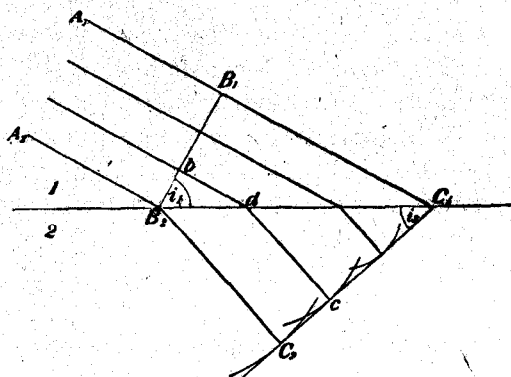


Рис. 254.

$$\sin i_1 = \frac{B_1C_1}{B_2C_1}, \quad \sin i_2 = \frac{B_2C_2}{B_2C_1},$$

откуда

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{B_1C_1}{B_2C_2} = \frac{c_1}{c_2} = n_{12}, \quad (98)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  скорости распространения света в воздухе и в воде; они относятся друг к другу, как пути  $B_1C_1$  и  $B_2C_2$ , проходимые за одно и то же время в воздухе и в воде. Отношение скоростей распространения  $\frac{c_1}{c_2}$ , зависящее только от природы средин 1 и 2, дает еще одно выражение для показателя преломления  $n_{12}$ . Из уравнения

$$n_{12} = \frac{c_1}{c_2}$$

можно вывести соотношение, приведенное в п. 456,  $n_{13} = n_{12} \cdot n_{23}$ .

534. Теория волнообразного движения света и теория истечения. При переходе света из воздуха 1 в воду 2 луч, преломляясь, отклоняется к перпендикуляру в точке падения, и, следовательно,  $n_{12} > 1$ , а потому по теории волнообразного движения света скорость света в воздухе больше, чем в воде; это подтверждено прямыми опытами Фуко. По защищавшейся Ньютоном теории истечения света, процесс, имеющий место в луче, состоит в том, что по лучу пролетают со скоростью света маленькие невесомые тельца, испускаемые светящейся точкой. Эта теория в вопросе о соотношении скоростей света в разных средах дает противоположный, противоречащий опыту Фуко результат.

535. Дисперсия. В пустоте лучи каждого цвета или каждой длины волны распространяются с одинаковой скоростью. Поэтому для объяснения дисперсии нужно принять, что в весомах телах с нормальным

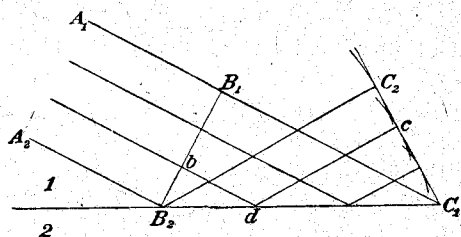


Рис. 255.

светорассеянием более преломляемые лучи распространяются медленнее, чем менее преломляемые, что подтверждается прямым измерением длины волн.

536. Отражение, подобно преломлению, объясняется волновой теорией, как указано на рис. 255;  $B_1B_2$ —падающая волна,  $C_1C_2$ —отраженная волна, происшедшая из волн, исходящих от поверхности раздела  $B_2C_1$ .

## Глава 12: Интерференция света

537. Интенсивность света в каком-либо месте принимается пропорциональной квадрату амплитуды колебания в этом месте. Эта величина, по п. 93, пропорциональна также энергии колебаний эфира в этом месте; самые колебания мы представляем себе маятникообразными.

538. Интерференция света, по волновой теории, вообще должна иметь место в точке  $P$ , до которой свет от светящейся точки  $L$  достигает несколькими, например, двумя, путями или лучами. Смотря по тому, равна ли разность хода обоих лучей четному или нечетному кратному полуволны, эти лучи усиливают или ослабляют друг друга в точке  $P$ , а во втором случае, если они одинаковой силы, уничтожают друг друга (266) (Рис. 119).

539. Опыт Френеля с зеркалами. Светящаяся точка  $L$  (Рис. 256) находится перед двумя соприкасающимися, мало наклоненными друг к

другу плоскими зеркалами 1 и 2. До какой-либо находящейся перед зеркалами точки  $M$  свет от  $L$  достигает двумя лучами  $LB_1M$  и  $LB_2M$ , из которых один отражен первым, другой вторым зеркалом. Таким

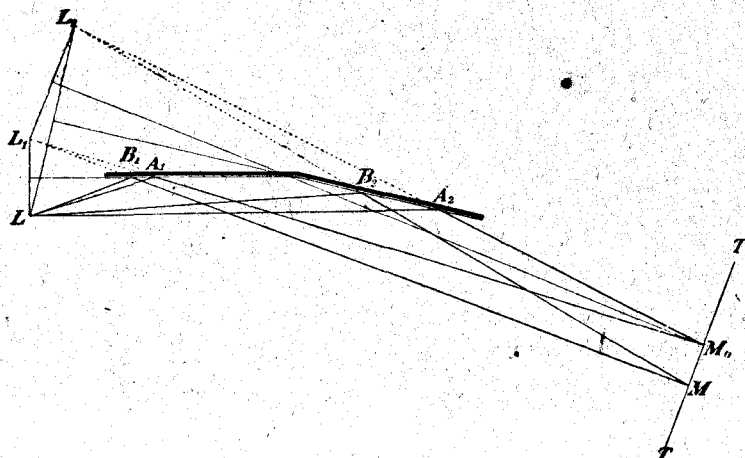


Рис. 256.

образом, в отношении направления, свет действует так, как будто бы он исходил из мнимых изображений  $L_1$  и  $L_2$ , получающихся в зеркале от точки  $L$  (441). Разность хода лучей в  $M$  представляет выраженную в длинах волн разность путей (266)

$$L_1BM - LB_2M = L_1M - L_2M,$$

так как

$$LB_1 = L_1B_1 \text{ и } L_2B = L_2B_1.$$

Затем, в отношении фазы колебания, свет перед зеркалами действует, следовательно, тоже так, как если бы он исходил от находящихся в одной и той же фазе колебания точек  $L_1$  и  $L_2$ , которыми можно бы заменить всю комбинацию, состоящую из светящейся точки  $L$  и зеркал.

Положим сначала, что  $L$  испускает одноцветный свет<sup>1)</sup> с длиной волны  $\lambda$ . В точке  $M_0$  (Рис. 256), лежащей симметрично относительно точек  $L_1$  и  $L_2$ , разность хода лучей равна нулю, и лучи усиливают друг друга.

<sup>1)</sup> Достаточно одноцветным или монохроматическим источником света для подобных опытов служит свет бунзеновской горелки, в пламя которой введена в платиновой ложечке поваренная соль (хлористый натрий). Ред.

Если же точка  $M$  отходит в сторону, то разность хода возрастает; в точках  $M_1, M_3, M_5, \dots$ , в которых эта разность составляет

$$1 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2}, \dots$$

лучи уничтожают друг друга, в точках же  $M_2, M_4, M_6, \dots$ , в которых она составляет

$$2 \frac{\lambda}{2}, 4 \frac{\lambda}{2}, 6 \frac{\lambda}{2}, \dots$$

лучи усиливают друг друга. На экране  $T'T$  получаются поэтому попеременно темные и светлые полосы, ширина которых возрастает с длиной волн взятого света. При производстве же опыта с белым светом принадлежащие различным цветам системы полосок налегают друг на друга. Если бы принадлежащие различным цветам системы полосок совпадали между собою, то от их налегания друг на друга получались бы попеременно лежащие белые и черные полоски. Но так как ширина полосок различна для различных цветов, то получаются различно окрашенные полосы.

При этом опыте вместо светящейся точки  $L$  применяют узкую освещенную щель, которая располагается перпендикулярно к плоскости рисунка. Затем, так как картина интерференции имеет свойство действительного изображения, то можно вместо получения ее на экране рассматривать ее, как всякое действительное изображение, через окуляр зрительной трубы, играющий роль линзы. Если глаз при этом приспособился на бесконечное расстояние, то явление это мы видим так, как будто бы оно было представлено на экране, находящемся в фокальной плоскости окуляра, играющего роль линзы.

Наблюдаемая картина интерференции не совсем точно соответствует данной теории, что по Г. Ф. Веберу, происходит от дифракции света (545).

Если при описанном опыте вместо двух мнимых изображений  $L_1$  и  $L_2$  взять две светящиеся точки, то не наблюдается никакой интерференции; из этого делается вывод, что разность фаз двух светящихся точек подвержена быстрым изменениям.

Когерентными (сопряженными) называются лучи, которые, подобно  $LB_1M$  и  $LB_2M$ , исходят от одной и той же светящейся точки; только такие лучи интерферируют друг с другом.

540. Цвета тонких пластинок. Стекланные пластинки, мыльные пузыри и другие прозрачные вещества, рассматриваемые в отраженном свете

при более или менее значительной толщине, представляются бесцветными; если же брать тонкие слои этих веществ, то они представляются окрашенными, при чем цвет тонких пластинок зависит от их толщины.

Для изучения этого явления пригодно предложенное Ньютоном приспособление, при котором, как тонкой пластинкой, пользуются тонким слоем воздуха, заключенным между плоской стеклянной пластинкой и имеющей малую кривизну плосковыпуклой линзой (Рис. 257). По окружности круга, описанного около точки соприкосновения стекол, толщина, а следовательно, и цвет тонкого воздушного слоя одинаковы; поэтому в отраженном свете видна система концентрических колец. Точка соприкосновения стекол остается темной; по направлению от нее к краям линзы, вместе с возрастанием толщины слоя воздуха, кольца бледнеют, так что их видно только около семи. Если весь приборчик осветить однородным светом, то видны сменяющиеся темные и светлые кольца, диаметр которых для красного света больше, чем для синего; из налегания таких колец одних на другие получаются при белом свете цветные кольца.

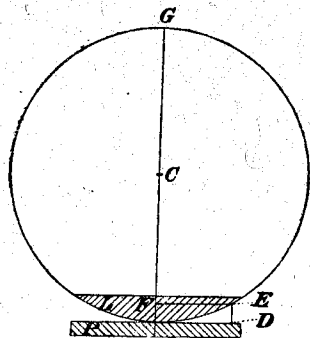


Рис. 257.

541. Теория (Т. Юнга). Пусть на тонкий слой воздуха равномерной толщины падает луч  $AB$  (Рис. 258), перпендикулярный к плоскостям,

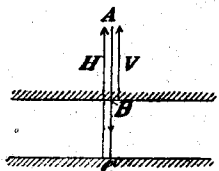


Рис. 258.

ограничивающим этот слой. Часть света отражается передней (верхней) поверхностью слоя по направлению  $BA$ . Другая часть света проникает в слой воздуха, и некоторая ее часть, в свою очередь, отражается от задней (нижней) поверхности слоя в  $C$  по тому же направлению  $CBA$ . На рисунке 258 оба эти отраженных луча обозначены через  $V$  и  $H$ . Таким образом, оба отраженных луча

распространяются в направлении  $BA$ , и от разности их хода, которая по видимому, равна двойной толщине слоя  $2d$ , выраженной в длинах их волн, зависит сила светового движения в луче  $BA$ . Следовательно, смотря по тому, равно ли  $2d$

$$0, \lambda, 2\lambda, \dots, \text{ или } \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2},$$

слой воздуха в однородном свете должен был бы при перпендикулярно падающих лучах представляться светлым или темным (538), а слой воздуха в приборе Ньютона, толщина которого возрастает к краям, должен был бы распастаться на светлые и темные кольца. Наблюдение подтверждает последний вывод, но противоречит первому в том отношении, что места, которые по изложенной теории должны быть светлыми, оказываются темными, и наоборот, и особенно в том отношении, что в месте соприкосновения, где толщина слоя близка к нулю, слой этот представляется не светлым, а темным. Но теория устанавливает, что при отражении света в воздух, оптически менее

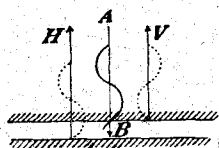


Рис. 259.

плотную среду, от стекла, вещества, оптически более плотного, гребень волны отражается, как впадина волны, и наоборот при отражении в стекло, от плоскости его соприкосновения с воздухом, гребень волны отражается, как гребень; обыкновенно говорят, что при отражении света в стекле от воздуха теряется половина длины волны

(ср. п. 282). На рис. 259 одновременное положение частичек эфира изображено в прямой (падающей) волне сплошной чертой, а в обеих отраженных — пунктиром. Поэтому при уменьшающейся до полного исчезновения толщине слоя в обоих отраженных лучах гребень и впадина волны совпадают, и слой остается темным. Из этого следует, что разность хода обоих лучей равна величине, вычисленной из разности их путей  $2d$ , увеличенной на  $\frac{\lambda}{2}$ . Таким образом мы приходим к подтверждаемому наблюдением выводу, что при перпендикулярном падении лучей тонкий слой воздуха представляется темным или светлым, смотря по тому, составляет ли двойная толщина его четное или нечетное кратное половины волны.

**542. Замечание Пуассона.** Так как оба интерферирующих луча обладают различной интенсивностью, то темные кольца не должны быть совершенно темными. В действительности, однако, приходится иметь дело не с двумя, а с бесконечно большим числом взаимодействующих лучей, при чем луч бесконечное число раз отражается в ту и в другую сторону между ограничивающими слой поверхностями, и при этом каждый раз часть света выходит по направлению  $BA$ . Равнодействующая всех этих лучей в действительности, как доказал Пуассон, для темных колец равна нулю; это согласуется с непосредственным наблюдением.

**543. Измерение волн.** Первое темное кольцо образуется в ньютоновом

приборе там, где двойная толщина слоя  $2d = \lambda$  или  $d = \frac{\lambda}{2}$ . Если через  $\rho = FE$  (Рис. 257) обозначить радиус кольца, через  $d = DE$  толщину слоя в том месте, где находится кольцо, через  $R = CG$  радиус кривизны линзы, то, как видно из рис. 257,

$$d : \rho = \rho : (2R - d),$$

или, отбрасывая во второй части  $d$ , как ничтожную по сравнению с  $2R$  величину, имеем

$$d = \frac{\rho^2}{2R}.$$

Следовательно, если  $\rho_1$  — радиус первого темного кольца, то

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{\rho_1^2}{2R},$$

а

$$\lambda = \frac{\rho_1^2}{R}. \quad (99)$$

Таким образом были вычислены Ньютоном длины световых волн; но результаты измерений представляли для Ньютона не длины волн, а нечто иное, в согласии с теорией истечения (534).

544. Прохождение белого света через тонкие и толстые слои. Если двойная толщина слоя воздуха представляет небольшое кратное длины световой волны, например, составляет  $0,650 \mu$ , т. е. равна длине волны определенного рода красного света, то она не очень отличается от длин волн прочих родов красного света, так что красная часть спектра явственно тухнет в отраженном свете. Напротив, эта двойная толщина слоя равна тройному кратному полутолщине синего света (530), так как  $0,650 = 3 \frac{0,433}{2}$ ; голубой свет в сильной степени находится в отраженном свете, и слой представляется окрашенным в яркий небесно-голубой цвет.

Если же двойная толщина слоя представляет большое кратное длины волны, например  $= 50 \cdot 0,650 \mu$ , то она в то же время равна также  $51 \cdot 0,637 = 52 \cdot 0,625 \mu$  и т. д., т. е. каждый раз, когда световая волна уменьшается на некоторую малую величину, вновь имеет место погасание света. Следовательно, как это можно видеть и из спектрального анализа отраженного света, из всех частей спектра погашаются узкие полосы; свет всех главных цветов имеется в отраженном свете



и дает, смешиваясь, белый свет. Поэтому толстые слои, дающие в однородном свете натриевого пламени (472) светлые и темные полосы, в белом свете представляются бесцветными.

При применении совершенно однородного света мы должны были бы получить светлые и темные полосы интерференции при какой угодно большой толщине слоя воздуха между стеклянными пластинками п. 541, т. е. при сколь угодно больших разностях хода; действительно, пользуясь достаточно однородным светом линии ртути<sup>1)</sup> с длиной волны  $0,546 \mu$ , наблюдали интерференцию даже при разностях хода в 790 000 волн, а при толщине воздушного слоя в 1 см. полосы интерференции получаются со светом этой линии без особого труда.

544<sup>a</sup>. Метод Физо для определения термического расширения твердых тел (Физо, Пульфрих). Полый цилиндр из кварцевого стекла (309)  $Q$

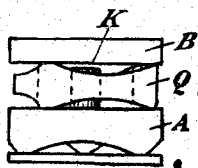


Рис. 259<sup>a</sup>.

опирается внизу при помощи трех выступов на стеклянную подставку  $A$ , сверху же он поддерживает, также на трех выступах, покрывающую его стеклянную пластинку  $B$  (Рис. 259<sup>a</sup>). Если направить на прибор при помощи стоящей над ним призмы с полным внутренним отражением однородный свет длины волны  $\lambda$ , то толстый слой воздуха между  $A$  и  $B$  дает полосы интерференции

при большой разности хода (544). При нагревании от  $t^\circ$  до  $t'^\circ$  длина  $l$  воздушного слоя увеличивается; пусть при этом  $n$  полос интерференции проходят мимо какой-либо метки (серебряная пластинка). Увеличение толщины при этом равно

$$n \frac{\lambda}{2} = l \cdot \beta \cdot (t' - t),$$

если  $\beta$  означает средний коэффициент линейного расширения кварцевого стекла между  $t^\circ$  и  $t'^\circ$ . Измерив таким путем абсолютное расширение кварцевого стекла, определяют относительное расширение какого-нибудь другого материала относительно кварцевого стекла. Для этого в пустое пространство кольца ставят массивный цилиндр  $K$  из этого материала, по длине мало отличающийся от толщины кольца. В таком случае толщина воздушного слоя между  $K$  и  $B$  настолько мала, что, если бы цилиндр  $K$  был сделан также из кварцевого стекла, толщина этого слоя от нагревания значительно не изменялась бы; изменение же этой толщины, выведенное из числа переместившихся полос, равно

<sup>1)</sup> Наиболее однородной оказывается красная линия кадмия ( $\lambda = 0,644 \mu$ )

разности расширений  $K$  и  $Q$ . Изменение длины волны, зависящее от изменения плотности воздуха вследствие нагревания, можно исключить, производя опыт в пустоте.

### Глава 13. Диффракция света

545. Диффракция при прохождении через щель. Положим, что при помощи линзы  $L$  (Рис. 260) отбрасывается отчетливое действительное изображение  $s$  щели  $S$  на экран  $TT'$ . При прямолинейном распространении, при котором свет

попадает только в точки, принадлежащие действительному изображению щели, действие второй, поставленной на пути лучей щели  $S'$  могло бы выразиться только в не-

котором ослаблении изображения, обусловливаемом задерживанием лучей. Это и наблюдается в действительности, пока щель  $S'$  довольно широка. Но если ее делать все уже и уже, то изображение щели на-

чинает расширяться, при чем по краям она теряет свою отчетливость, и по обеим сторонам расплывающегося таким образом изображения щели выступают цветные полосы, отделенные от изображения темными промежутками (Рис. 261).

То же самое наблюдается, если смотреть простым глазом через узкую щель на параллельную ей освещенную щель. В однородном свете видны темные и светлые полосы, при чем однако

можно заметить, что полосы в синем свете лежат теснее друг к другу, чем в красном. Из налегания друг на друга этих систем полос происходит наблюдаемое в белом свете изображение (ср. п. 539).

Это, равно как и всякое другое явление, обнаруживающее нарушения закона прямолинейного распространения света, называется явлением диффракции. Диффракция наступает только вблизи границ световых волн, а следовательно, при большом распространении све-

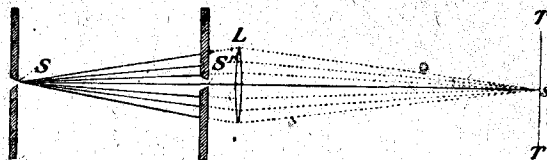


Рис. 260.

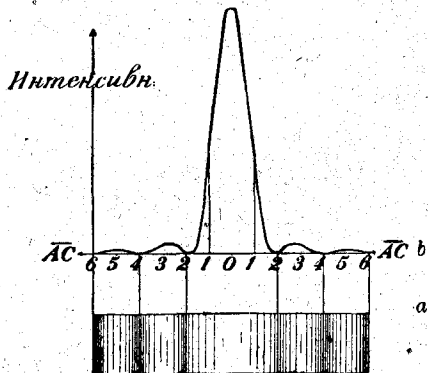


Рис. 261.

товых волн только на границах тени. При маленьких, ограниченных узкими отверстиями световых волн, диффракция настолько сильна, что прямолинейного распространения света вовсе не замечается.

546. Теория диффракции. Положим, что  $AB$  (Рис. 262) представляет щель, направленную перпендикулярно к плоскости чертежа. Пусть светящаяся точка находится в бесконечном расстоянии на линии, проведенной в середине щели перпендикулярно к ее плоскости; пусть эта точка посылает на щель плоские волны, параллельные плоскости щели. По принципу Гюйгенса (532) можно для определения движения света позади щели заменить светящуюся точку бесчисленным множеством светящихся точек, которые наполняют плоскость щели, все колеблются в одной и той же фазе и посылают во все стороны волны или лучи. В точке  $P$  экрана, помещенного позади щели, имеет место взаимодействие бесчисленного множества лучей, равнодействующая которых и представляет движение света в  $P$ .

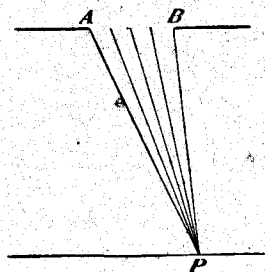


Рис. 262.

547. Расположение Фраунгофера для наблюдения явлений диффракции. Положим, что позади щели поставлена линза  $L$ , в фокальной плоскости которой помещен экран (Рис. 263). Тогда в точке  $P$  изображения щели приходят во взаимодействие только такие подвергшиеся диффракции лучи, которые падают на линзу по одному определенному направлению, а именно по направлению, параллельному  $oP$ . Это приспособление, при помощи которого достигается в теоретическом отношении большое упрощение, соответствует описанному в п. 545 методу субъективного наблюдения, когда глаз приспособляется на бесконечное расстояние. В этом случае линза с ее оптическим центром соответствует глаз с его центром, а роль экрана играет сетчатая оболочка. Если, согласно Фраунгоферу, поместить щель перед объективом зрительной трубы, то объектив ее соответствует линзе  $L$ , фокальная плоскость — экрану, а окуляр зрительной трубы — лупе в опыте Френеля (539).

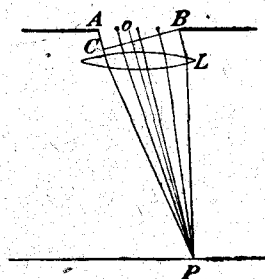


Рис. 263.

548. Разности хода при расположении Фраунгофера. В каждом луче, соединяющем две волновые поверхности света, всегда заключается

одинаковое число волн. Если находящаяся вдали светящаяся точка посылает параллельные лучи на собирательную линзу, то волновые поверхности перед линзой представляют перпендикулярные к лучам плоскости  $E$  (Рис. 264), а позади нее шаровые поверхности  $K$  (531), описанные из точки  $P$  изображения, которые, все уменьшаясь, наконец, сводятся в  $P$  к одной точке. Поэтому во всех лучах, которые ведут от находящейся перед линзой плоской волновой поверхности к точке изображения, содержится одинаковое число волн, и в точке изображения лучи имеют разность хода, равную нулю. Но если, как в п. 547, подвергшиеся диффракции лучи имеют какие-либо разности хода в плоскости  $E$  (соответственно  $BC$  на рис. 263) перед линзой, то с этими же разностями хода они интерферируют в точке изображения.

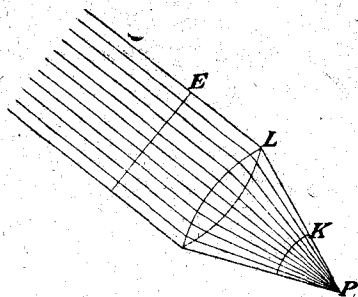


Рис. 264.

549. Теория диффракционных явлений Фраунгофера, вызванных при помощи щели. Угол, который образуется направлением подвергшихся диффракции лучей с нормалью к плоскости щели и который равен углу  $ABC$  (Рис. 263), называют углом диффракции, а лучи, исходящие от краев щели  $A$  и  $B$ , — краевыми лучами.

С увеличением угла диффракции возрастает и разность хода  $AC$  краевых лучей. Разность эту откладываем в виде абсцисс, а соответствующую интенсивность света в изображении, данном подвергшимися диффракции лучами, — в виде ординат (Рис. 261b). Для угла диффракции  $= 0$  (Рис. 265,<sub>0</sub>)  $BC$  совпадает с  $AB$ , разность хода всех лучей в точке изображения  $= 0$ , и все лучи усиливают друг друга (точка 0 на рис. 261b).

Если (Рис. 265,<sub>1</sub>) с возрастанием угла диффракции разность хода краевых лучей  $AC$  делается равной  $\frac{\lambda}{2}$ , то они уничтожают друг друга; остальные же лучи, имеющие друг с другом меньшую разность хода, дают, следовательно, некоторую интенсивность света (Рис. 261b, точки 1).

Если (Рис. 265,<sub>2</sub>)  $AC$  делается равной  $\lambda$ , то всю ширину щели можно разделить на две равные части, и точки обеих половин, например, точки  $A$  и  $b$ , можно скомбинировать попарно одну с другой так, что они будут обладать разностью

хода  $\frac{\lambda}{2}$  а следовательно, лучи будут уничтожать друг друга (точки 2 рис. 261b).

Если  $AC$  (Рис. 265<sub>3</sub>) делается равной  $3 \frac{\lambda}{2}$ , то щель можно разделить на три равные части. Обе первые трети, подобно всей  $AC$  в

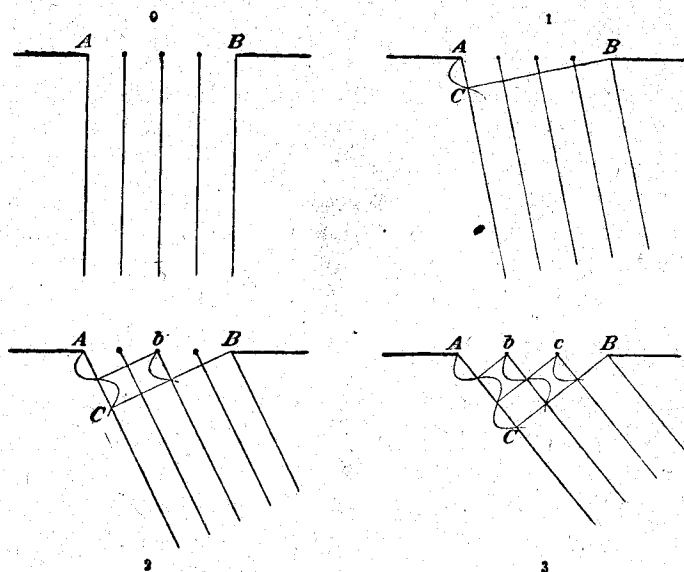


Рис. 265.

предыдущем случае, уничтожают друг друга; последняя треть действует, как вся  $AC$  в случае, изображенном на рис. 265<sub>1</sub>, и дает некоторую интенсивность света, которая, однако, здесь меньше, чем в точке 1, так как здесь действует только  $\frac{1}{3}$  ширины щели (точки 3 рис. 261b).

Таким образом объясняется дифракционная картина, представленная на рис. 261а.

Точки 1, 2, 3 соответствуют углам диффракции, синусы которых

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\beta}, \quad 2 \cdot \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\beta}, \quad 3 \cdot \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\beta},$$

где  $\beta$  — ширина щели. В согласии с наблюдением углы диффракции соответствующих точек изображения оказываются больше для крас-

ных, чем для синих лучей. Если ширина  $\beta$  щели очень велика по сравнению с длиной  $\lambda$  световых волн, то соответствующие точкам 1, 2, 3... углы диффракции очень малы, все диффракционное изображение расплывается в прямом изображении щели и становится незаметным. Это и представляет собой случай прямолинейного распространения света. То обстоятельство, что прямолинейность распространения обнаруживается уже при отверстиях умеренных размеров, зависит, согласно вышесказанному, от малой величины световых волн; для звуковых волн, благодаря их гораздо более значительной длине, при одинаковой величине отверстия диффракция несравненно сильнее.

550. Диффракционные решетки. Наиболее важно получение явлений диффракции при замене щели (547) очень большим числом равных, параллельных, равно отстоящих друг от друга, щелей,—с помощью так называемой диффракционной решетки. •

Расстояние двух соответствующих мест в двух соседних щелях называется шириной, или периодом решетки.

Такую решетку на стекле получают, проводя по нему алмазом тонкие параллельные линии. Места, которые поцарапал алмаз, становятся от этого матовыми и действуют, как непрозрачные экраны, а нетронутые алмазом места соответствуют щелям. Решетки Роулэнда наносятся на блестящем металле, и при помощи их наблюдают диффракционную картину, получающуюся в отраженном свете; проведенные на полированной поверхности металла черты соответствуют матовым, не отражающим местам<sup>1)</sup>.

Если поверхность металла представляет вогнутое зеркало, то получают действительные диффракционные изображения без помощи линзы (вогнутая решетка).

551. Явление в однородном свете. Если через такую стеклянную решетку рассматривать освещенную однородным светом щель, параллельную направлению щелей решетки, то по обе стороны простого изображения щели замечают ряд диффракционных ее изображений, яркость которых вообще уменьшается при удалении в стороны; но и отдельные из диффракционных изображений могут становиться очень слабыми.

552. Теория. На рис. 266 представлены несколько следующих друг за другом щелей. Лучи, исходящие от соответствующих точек  $A_1, A_2, A_3, \dots$  расположенных рядом щелей, подвергшиеся диффракции параллельно некоторому определенному направлению, усиливают друг друга,

<sup>1)</sup> Роулэндовская решетка Рейхсанштальта содержит на длине в 15 см. 110 000 штрихов, т. е. по 733 штриха на мм.

если разность хода их, как на рис. 266, составляет целое кратное длины световой волны. Углом дифракции, при которых это происходит, соответствуют яркие изображения щели (551). Если эта разность хода составляет  $\frac{\lambda}{2}$  (Рис. 267), то взаимно уничтожаются лучи, исходящие из 1-ой и 2-ой, 3-ей и 4-ой щели и т. д.; если она составляет  $\frac{1}{100} \lambda$ , то уничтожаются взаимно лучи исходящие из 1-ой и 51-ой, 2-ой 52-ой, 50-ой и 100-ой щели и т. д. Таким образом, если лучи при соответ-

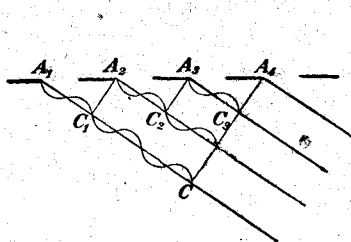


Рис. 266.

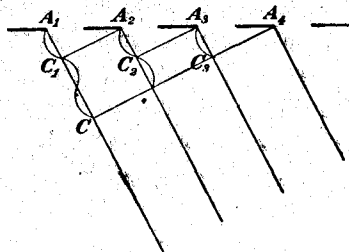


Рис. 267.

ствующем угле дифракции должны друг друга уничтожать, то решетка должна иметь 100 щелей и т. д. Это рассуждение делает понятным то, что весь свет, не соответствующий разностям хода  $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ , в силу интерференции будет погашен тем совершеннее, т. е. дифракционные картины, упомянутые в п. 551, будут тем уже и резче, чем больше число щелей решетки.

553. Измерение волн. Первому дифракционному изображению щели соответствует, согласно вышесказанному, угол дифракции  $w$ , для которого (Рис. 266)

$$\sin w = \frac{A_1 C_1}{A_1 A_2} = \frac{\lambda}{\gamma},$$

где  $\gamma$  — период решетки (550). Следовательно,

$$\lambda = \gamma \cdot \sin w \quad (100)$$

По  $\gamma$  и  $w$  можно с большой точностью определить длину световой волны; при благоприятных условиях это измерение может быть произведено с точностью до  $\frac{1}{180000}$ .

554. Дифракционные спектры. С длиной волны  $\lambda$  растет, по п. 553, и угол дифракции  $w$  изображений щели. Поэтому, если щель освещена

щена светом, состоящим из различных длин волн, то рядом получаются диффракционные изображения щели, соответствующие различным цветам, и, таким образом, вместо каждого отдельного изображения щели получаются полные диффракционные спектры первого, второго, ... порядка, длина которых возрастает с уменьшением периода решетки, и в которых, если они получены от солнечного света, конечно, имеются и фраунгоферовы линии.

555. Различие призматического и диффракционного спектров. Красные лучи в первом из этих двух спектров отклонены наименее<sup>1)</sup>, а во втором наиболее<sup>2)</sup>. Более важное различие состоит в том, что относительная ширина различных цветовых оттенков в обоих спектрах очень различна. А именно: тогда как в призматическом спектре, вследствие возрастания дисперсии по направлению к синему концу, синий свет занимает сравнительно с красным непропорционально большое пространство, в диффракционном — светорассеяние равномерное, т. е. если представить себе, что диффракционный спектр разделен на полоски в миллиметр длиной каждая, то при малых углах диффракции, при которых синус можно заменить тангенсом, длина волны возрастает на каждую такую миллиметровую полоску на одну и ту же величину. Поэтому диффракционный спектр называется нормальным.

Составленный по Мюллеру рис. 268 представляет расположенные один над другим спектр флинтгласовой призмы (снизу) и нор-

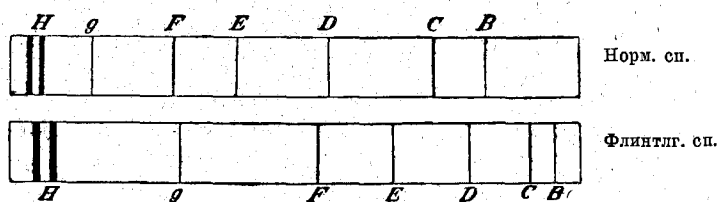


Рис. 268.

мальный спектр (сверху) одинаковой с первым длины. В нормальном спектре красный конец его, считая до *C*, почти в три раза длиннее, чем в призматическом, тогда как синяя часть от *H* до *F* в нормальном спектре имеет почти вдвое меньшую длину, чем в спектре флинтгласовой призмы.

555<sup>a</sup>. Разрешающая способность решетки. Пусть в линейчатом спектре  $\lambda$  представляет длину волны линии *A*,  $\lambda + \Delta\lambda$  — длину волны ли-

<sup>1)</sup> См. рис. 214.

Ред.

<sup>2)</sup> См. п. 554.

Ред.



нии  $B$ , соседней с  $A$ . Если  $\Delta\lambda$  очень мало, то  $A$  и  $B$  сливаются между собою; если  $\Delta\lambda_m$  наименьшее значение  $\Delta\lambda$ , при котором  $A$  и  $B$  еще разделяются, то  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda_m}$  носит название разрешающей способности решетки для длины волны  $\lambda$ . При увеличении числа щелей линии (изображения щели), по п. 552, становятся уже и резче, следовательно, разрешающая способность растет; в спектре 1-го порядка она равна числу щелей (доказательства здесь не приводим). Для линий  $D_1$  и  $D_2$  натрия (530)  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  круглым числом равно 1000, а потому для разделения  $D$ -линии в спектре 1-го порядка на  $D_1$  и  $D_2$  необходимое число щелей равно 1000. Разрешающая способность не увеличивается ни от уменьшения периода решетки—от этого по п. 554 удлиняется спектр, ни от усиления увеличения окуляра.

Каждый интерференционный прибор разлагает падающий на него свет на составные цвета (п. 539 и 540). Из числа основанных на этом „интерференционных спектроскопов“ с высокой разрешающей способностью следует упомянуть эшелонный спектроскоп Майкельсона и пластинку Луммера-Герке.

555<sup>b</sup>. Спектральные серии, строение спектральных линий. С того времени, как Бунзен и Кирхгофф использовали линейчатые спектры химических элементов для химического анализа, исследование этих спектров привело к новым результатам, которые сделались экспериментальной основой для новейшей теории строения атомов (п.п. 858 и сл.).

1. Многие линейчатые спектры допускают возможность группировки линий в ряды (серии), которые укладываются в простые математические формулы. Старейшая и самая знаменитая из этих серий это Бальмерова серия водорода, представляющая с поразительной точностью тот спектр водорода, линии которого, начиная с красного конца, обозначаются через  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , ...<sup>1)</sup>. Формула Бальмера для них может быть написана в виде:

$$\nu_m = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где на место  $m$  следует подставлять числа 3, 4, 5, ..., а  $\nu_m$  означает частоту, или число колебаний (239) линии  $m$ . По направлению к

<sup>1)</sup> При малой плотности тока в Гейслеровой трубке (753) в сухом водороде получается так называемый многолинейный спектр. Присутствие водяного пара и большая плотность тока содействуют появлению бальмерово́й серии.

синему концу спектра расстояние между линиями уменьшается, и, наконец, на границе серии ряд заканчивается предельной частотой, которая для серии Бальмера оказывается (при  $m$  бесконечно большом) равной  $\frac{1}{4} \cdot 3,29 \cdot 10^{15}$ .

Как общее правило, система линий распадается на несколько серий, при чем размещение отдельных линий по сериям первоначально было произведено по общим для линий признакам, как единичность или кратность, резкость или расплывчатость и затем подтвердилось позже открытыми общими признаками, при чем в особенности важным оказалось исследование магнитного разложения линий (772).

## 2. Строение спектральных линий.

а) В спектроскопах с высокой разрешающей способностью многие линии, считавшиеся прежде простыми, разложились на комплексы линий, например, линии серии Бальмера оказались двойными, некоторые тонкие линии ртути распались на более светлую главную линию и более слабую побочную (спутника).

б) Кроме того, каждой спектральной линии присуща определенная ширина, т. е. она занимает маленькую область спектра, и интенсивность ее быстро падает от середины к краям. У газов при более значительной плотности при этом играет роль воздействие соседних молекул на испускающий свет атом, однако и при высокой степени разрежения газов линии сохраняют некоторую ширину. Это явление объясняется принципом Доплера (594<sup>b</sup>); дело в том, что светящиеся атомы посылают наблюдателю свет несколько различной длины волны, смотря по силе и направлению их теплового молекулярного движения (п.п. 354 и 425<sup>b</sup>). С уменьшением температуры уменьшается тепловое движение молекул, а вместе с ним и ширина спектральных линий.

555<sup>c</sup>. Аномальная дисперсия происходит вблизи интенсивной полосы поглощения и лучше всего, по Кундту, наблюдается по методу перекрестных призм (465,2), при чем первую призму с вертикальным преломляющим ребром целесообразно заменить диффракционной решеткой с вертикально поставленными бороздами. Решетка дает горизонтальный спектр, в котором отклонения пропорциональны длинам волн  $\lambda$ , т. е. абсциссам рис. 268<sup>a</sup> (555). Этот спектр пропускают через призму из твердого фуксина с малым преломляющим углом, горизонтальным преломляющим ребром и обращенным вверх основанием, при почти перпендикулярном падении на нее лучей. Фуксин имеет при  $ab$  (Рис. 268<sup>a</sup>) интенсивную полосу поглощения. При нормальной диспер-

сии получился бы наклонно расположенный спектр, в котором отклонение непрерывно возрастает кверху, начиная от красной к синей части его. Напротив, спектр, по Пфлюгеру, имеет форму, изображенную на рис. 268<sup>a</sup>, при чем ординаты пропорциональны отклонениям, т. е. разностям показателей преломления  $n$  и 1 (459)<sup>1)</sup>. Если приближаться к полосе поглощения с красного конца, то показатель преломления обнаруживает быстрый подъем, затем в полосе поглощения он падает ниже 1 и снова превышает ее в фиолетовом свете. Как видно отсюда, красные лучи преломляются сильнее синих;

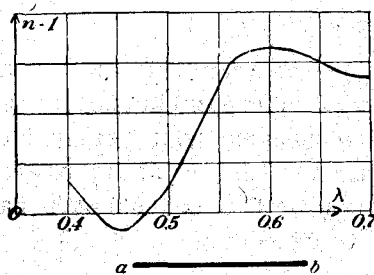


Рис. 268а.

при длине волны  $0,461 \mu$  отклонение, соответствующее показателю преломления меньшему, чем 1, направлено вниз.

Для тел, которые в видимой части спектра обнаруживают нормальную дисперсию, полосы интенсивного, так называемого металлического поглощения лежат в ультрафиолетовой или ультракрасной области (590).

Пламя натрия обнаруживает две области аномальной дисперсии, соответственно полосам поглощения  $D_1$  и  $D_2$  (530).

556. Явление диффракции в микроскопе. Ультрамикроскоп. Если диффракционную решетку рассматривать в микроскоп в проходящем свете, то при прямолинейном распространении света изображение в микроскопе в отношении распределения яркости освещения должно было бы быть сходно с объектом. Но, как показал Аббе, это сходство, благодаря диффракции на решетке, остается только тогда, когда не теряется для изображения сколько-нибудь заметная часть подвергшегося диффракции света. Чем меньше период решетки, тем больше пучки подвергшегося диффракции света отбрасываются в сторону, и тем меньше такого света попадает на объектив. Если до объектива совсем не доходит подвергшийся диффракции свет, то решетка представляется при всяком увеличении равномерно ярко освещенной поверхностью, не имеющей определенной структуры. Это

<sup>1)</sup> Абсциссы на рис. 268<sup>a</sup> пропорциональны длинам волн (они надписаны на са<sup>2</sup> мом чертеже), значение же ординат таково: линия  $O\lambda$ , от которой считаются ординаты, соответствует показателю преломления  $n=1$ , ближайшая (вверх) горизонтальная линия соответствует показателю преломления  $n=1\frac{1}{2}$ , следующая линия  $n=2$ , следующая  $n=2\frac{1}{2}$  и т. д.

происходит тем скорее, чем меньше отверстие объектива<sup>1)</sup>, но при прямом освещении даже и при достаточно большом отверстии объектива это происходит во всяком случае тогда, когда угол диффракции для первого диффракционного спектра достигает  $90^\circ$ , т. е. период решетки, по ур.(100), настолько мал, что равняется длине волны употребляемого для освещения света. Большое отверстие объектива и малая длина волны лучей, дающих изображение, благоприятствуют, следовательно, видимости тонких структур; благоприятствует этому и применение иммерзии (503), когда между объектом и объективом находится жидкость с показателем преломления  $n$ , и потому длина волны, дающая изображение, уменьшается в  $n$  раз; благоприятствует, наконец, по легко понятной причине, применение косо́го освещения. Наименьший период решетки  $\gamma_{min}$ , при котором еще можно наблюдать ее структуру, согласно сказанному, для прямого освещения равен  $\frac{\lambda}{n}$ , где  $\lambda$  представляет длину волны в воздухе лучей, дающих изображение. При субъективном наблюдении в белом свете изображение производится главным образом зеленым светом с длиной волны  $0,53 \mu$ , к которому глаз наиболее чувствителен; в этом случае при сухой системе  $\gamma_{min} = 0,53 \mu$ , при масляной иммерзии, с показателем преломления  $n = 1,5$ ,  $\gamma_{min} = 0,35 \mu$ . При фотографическом восприятии изображения получается, если положить  $\lambda = 0,4 \mu$  (фиолетовые лучи), для масляной иммерзии  $\gamma_{min} = 0,27 \mu$ . Однако, для указанных значений  $\gamma_{min}$  нет полной уверенности в подобии изображения и объекта, потому что только первая диффракционная картина попадает в объектив. Таким образом, диффракция ставит непреодолимый предел достижениям микроскопов.

Частички золота, от которых зависит окраска рубинового стекла, представляют крайне маленькие частички, для которых уже не может быть получено в микроскопе геометрически сходного изображения; эти так называемые ультрамикроскопические частички, или ультрамикроны, распределены в рубиновом стекле на расстояниях, еще различных в микроскоп. Если такое стекло рассматривать в микроскоп с вертикальной осью, при чем освещение объекта производится весьма интенсивными горизонтальными лучами, то отдельные ультрамикроны становятся видимы в форме ярких кружочков на темном фоне, и их можно сосчитать, хотя формы их различить нельзя. (Ультрамикроскопические наблюдения, по Зидентопфу и Жигмонди).

<sup>1)</sup> Т. е. угол, под которым диаметр объектива виден из его фокуса.

## Глава 14. Поляризация света

557. Опыт Малюса. На имеющее наводки зеркало 1 из черного стекла, которое берется во избежание отражения света от задней поверхности (показатель преломления его 1,53), пусть падает луч  $AB$  (Рис. 269а) под углом падения  $57^\circ$ ; этот угол мы назовем углом поляризации стекла.

Пусть затем отраженный луч под тем же углом падает на другое такое же зеркало 2, отражается от него по направлению  $CD$  и дает на стенке  $W$  в точке  $D$  светлое пятно. Зеркало 2 может вращаться вокруг  $BC$ , как вокруг оси; вместе с ним вращается перпендикуляр в точке падения  $CP$  и плоскость падения  $BCP$ . Точка  $D$  описывает при этом дугу на стене  $W$ .

Если при этом вращении зеркало 2 будет переходить из показанного на рис. 269а положения, при котором плоскость падения на него совпадает с плоскостью падения на зеркало 1, в положение, изображенное на рис. 269б, при котором плоскости падения перпендикулярны друг к другу, то светлое пятнышко, которое давал луч  $CD$  на стене, становится все темнее и темнее и наконец при положении, указанном на рис. 269б, совершенно исчезает. Если вращать дальше зеркало в том же самом направлении, пока плоскости падения не

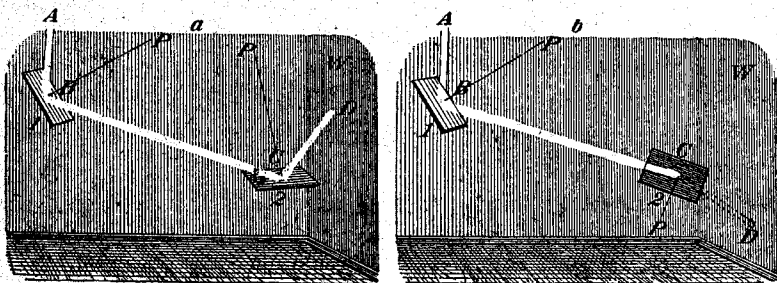


Рис. 269.

совпадут вновь, то пятно при этом опять достигает максимума яркости, чтобы при дальнейшем вращении на  $90^\circ$  снова исчезнуть, и т. д.

Благодаря отражению от зеркала 1 под углом поляризации, луч  $AB$  приобретает, следовательно, свойство не отражаться от зеркала 2 при падении на него под тем же углом поляризации тогда, когда плоскости падения на обоих зеркалах расположены перпендикулярно друг другу. Говорят, что естественный луч  $AB$ , благодаря отражению от зеркала 1, превращается в прямолинейно поляризованный луч,

плоскостью поляризации которого является плоскость падения на первое зеркало.

558. Экспериментальное определение плоскости поляризации. Положим, что мы не знаем происхождения луча  $BC$  (Рис. 269b). Направим его на черное стеклянное зеркало (2) под углом поляризации и затем, вращая это зеркало вокруг луча падения, как около оси, будем наблюдать наступающее при этом изменение в интенсивности отраженного луча. Если такого изменения не происходит, то луч не является прямолинейно поляризованным; если же при вращении зеркала отраженный луч исчезает при некотором положении последнего, то исследуемый луч  $BC$  прямолинейно поляризован, и его плоскость поляризации перпендикулярна к плоскости, в которой он не отражается от зеркала, падая на него под углом поляризации стекла.

559. Прямолинейно-поляризованный луч и естественный луч по теории волнообразного движения света. По теории волнообразного движения света, колебания в прямолинейно-поляризованном луче происходят только в одной определенной плоскости, которая называется плоскостью колебаний; напротив, в естественном луче плоскость колебаний в течение короткого времени проходит по всевозможным направлениям (колебания совершаются по всевозможным направлениям, перпендикулярным к лучу), так что никакое положение плоскости колебаний не представляется преимущественным перед другими.

По теории Френеля, плоскость колебаний перпендикулярна к плоскости поляризации, по теории же Ф. Неймана, плоскости колебаний и поляризации совпадают. В основу нашего изложения мы кладем теорию Френеля.

Для объяснения опыта Малюса (557) сделаем допущение, что поверхность стекла из луча, падающего на нее под углом поляризации, отражает только слагающую, направленную перпендикулярно к плоскости падения (89 и 573), и не отражает другой слагающей, лежащей в плоскости падения. Согласно сделанным допущениям, поперечные колебания в естественном луче  $AB$  (Рис. 270) происходят по всевозможным направлениям перпендикулярно к лучу, в отраженном же луче  $BC$  — только в одном направлении, перпендикулярном к плоскости

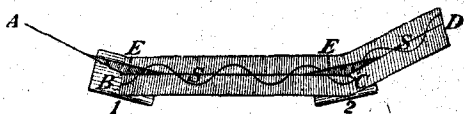


Рис. 270.

падения  $E$  на зеркало 1, а именно в плоскости  $S$ . Если, как это изображено на рис. 270, плоскости падения  $E$  на оба зер-

кала совпадают, то колебания луча  $BC$  происходят также перпендикулярно к плоскости падения на зеркало 2, и, следовательно, луч от него отражается. Если же плоскости падения перпендикулярны друг к другу, то колебания луча  $BC$  происходят в плоскости падения на зеркало 2 и, следовательно, от него не отражаются.

Таким образом, поляризация света требует признания световых колебаний поперечными; если бы световые колебания были продольными, то всякий луч должен был бы проявлять одинаковые свойства во всех проводимых через него плоскостях, и существование поляризованных лучей было бы невозможно.

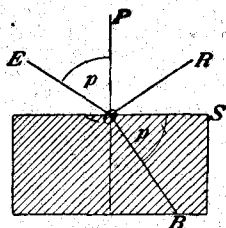


Рис. 271.

560. Закон Брюстера. Угол поляризации  $p$  определяется тем, что если под таким углом падает луч  $EO$ , то преломленный луч  $OB$  перпендикулярен к отраженному  $OR$  (Рис. 271). Поэтому в этом случае угол преломления  $r = 90 - p$ ,

$$\frac{\sin p}{\sin r} = n = \frac{\sin p}{\sin(90 - p)} = \frac{\sin p}{\cos p} = \operatorname{tg} p;$$

тригонометрическая величина тангенса угла поляризации равна показателю преломления:

$$\operatorname{tg} p = n. \quad (101)$$

561. Поляризация через отражение и простое преломление. Пусть свет падает на стеклянную пластинку под углом поляризации.

Если свет поляризован в плоскости падения и если колебания происходят перпендикулярно к этой плоскости (Рис. 272а), то отражается  $1/7$  падающего на пластинку света, остальная часть проникает в нее.

Если свет поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, и колебания происходят в этой последней (Рис. 272б), то свет вовсе не отражается, а целиком проникает в пластинку.

Если падает естественный свет, то его можно рассматривать, как смесь равных частей: света, поляризованного параллельно, и света, поляризованного перпендикулярно к плоскости падения. Из этого, в связи с предыдущим, следует, что преломленный луч содержит более света, поляризованного в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, чем в самой плоскости падения, что он отчасти поляризован перпендикулярно к плоскости падения. Если преломленный

луч пропустить через другую параллельную первой стеклянную пластинку, то поляризованная в плоскости падения часть света претерпит дальнейшее уменьшение, а после прохождения через большую стопу параллельных пластинок получается свет, поляризованный почти нацело в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. Отраженный луч, правда, целиком поляризуется в плоскости падения, но его интенсивность только  $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{7} = \frac{1}{14}$  падающего

естественного света. Напротив, посредством двойного лучепреломления почти половина падающего естественного света превращается в прямолинейно-поляризованный (571).

561<sup>a</sup>. **Формулы Френеля.** Изложенные в п.п. 559—561 законы отражения и преломления света от прозрачных, т. е. не поглощающих света тел, получаются из формул Френеля, которые определяют интенсивность отраженного и преломленного луча для каждого угла падения. Эти интенсивности различны, смотря по тому, поляризован ли свет в плоскости падения или перпендикулярно к ней. Чтобы применить эти формулы к естественному свету, можно представлять себе последний состоящим из двух частей, из которых одна поляризована в плоскости падения, другая — в плоскости, перпендикулярной к ней. Для перпендикулярного падения в обоих случаях получается интенсивность отраженного луча равной  $\left[ \frac{n-1}{n+1} \right]^2$ , если интенсивность падающего света принять за 1; например для  $n=1,5$  (кронглас) имеем  $\left[ \frac{0,5}{2,5} \right]^2 = 4$  процента. Это значение не изменяется, если на место  $n$  подставить  $\frac{1}{n}$ , т. е. оно одно и то же независимо от того, отражается ли луч в воздухе от стекла или же в стекле от воздуха.

### Глава 15. Двойное лучепреломление

562. Двойное лучепреломление в известковом (исландском) шпате. Исландский шпат принадлежит к гексагональной кристаллической системе и кристаллизуется в ромбоэдрах. Проведем через вершину  $K$  (Рис. 273), в которой сходятся три тупых угла, линию так, чтобы она образовала

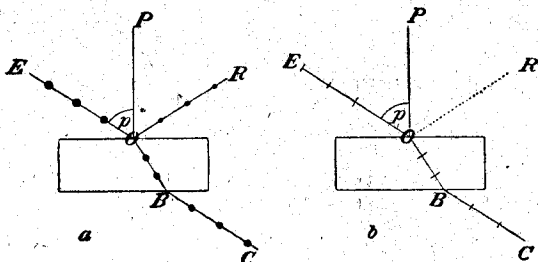


Рис. 272.



со сходящимися в этой точке плоскостями равные углы. Направление этой линии принимают за направление главной кристаллографической оси; она образует с плоскостями естественного куска исландского шпата угол в  $43^{\circ}23'5$ . Если на одну из таких плоскостей направить

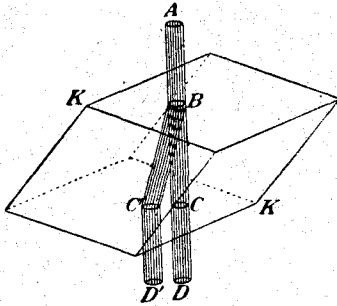


Рис. 273.

перпендикулярно к ней пучок лучей  $AB$  (Рис. 273), то он распадается в кристалле на два пучка  $BC$  и  $BC'$ , которые выходят из кристалла в воздух при  $C$  и  $C'$  по взаимно-параллельным направлениям  $CD$  и  $C'D'$ . Если эти пучки принять на экран и вращать кристалл около падающего луча  $AB$ , как вокруг оси, то светлое пятно, образуемое пучком  $CD$ , остается неподвижным, тогда как другое пятно, которое дает пучок  $C'D'$ , вращается вместе с кристаллом по кругу. Таким образом, видно, что луч  $ABCD$  следует закону Снеллиуса (452), луч же  $ABC'D'$  ему не подчиняется; поэтому первый луч называется обыкновенным, а второй — необыкновенным. Вообще всякий падающий на исландский шпат луч распадается на обыкновенный и необыкновенный лучи.

563. Построение Гюйгенса (Эллипсоид Гюйгенса). Гюйгенс из волнообразной теории света вывел закон, определяющий направление необыкновенного преломленного луча в исландском шпате. Он рассуждал так. Если какая-либо точка начинает светиться в однородной среде, то движение в единицу времени распространяется на некоторую поверхность, которая называется волновой поверхностью однородной среды. Для оптически изотропной среды (431) волновая поверхность представляет шар. В среде же двойкопреломляющей, которая всегда оптически анизотропна, вообще по всякому направлению распространяются две волны с различной скоростью; поэтому для такой среды волновая поверхность состоит из двух оболочек. Для исландского шпата она состоит, по Гюйгенсу, из шара, принадлежащего обыкновенному лучу, и эллипсоида для необыкновенного (Рис. 274)<sup>1)</sup>.

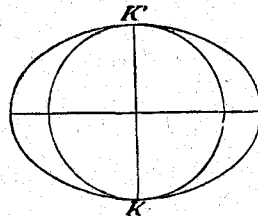


Рис. 274.

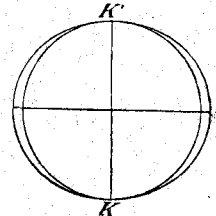


Рис. 274а.

<sup>1)</sup> Правильно с соблюдением относительных размеров эти две поверхности изображены в разрезе на рис. 274а.

Этот эллипсоид представляет сплюснутый эллипсоид вращения, ось вращения которого  $KK'$  идет параллельно главной кристаллографической оси; он находится целиком вне шара и касается его в концах оси вращения.

При помощи волновой поверхности определяются оба преломленные луча построением, изложенным в п. 533. Положим, что  $B_1B_2$  (Рис. 275)—падающая волна, и время, за которое свет в воздухе проходит от  $B_1$  до  $C_1$ , обозначим через 1. Опишем около точки  $B_2$  волновую поверхность и проведем к ней через перпендикуляр, восставленный к плоскости рисунка, обе касательные плоскости  $C_1C_2$  и  $C_1C'_2$ . Тогда линии, соединяющие точку  $B_2$  с обеими точками касания  $C_2$  и  $C'_2$ , представляют оба преломленные луча, происходящие от падающего луча  $AB_2$ : обыкновенный  $B_2C_2$  и необыкновенный  $B_2C'_2$ . Первый, как вытекает из п. 533, следует законам Снеллиуса;

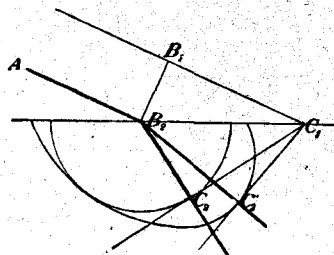


Рис. 275.

второй же не подчиняется вообще ни одному из них; необыкновенный преломленный луч вообще не остается в плоскости падения и вообще не образует угла, соответствующего закону синусов. Рассмотрим несколько важных частных случаев.

564. Падающий на естественную грань исландского шпата луч образует угол падения  $= \rho$ . (Случай, приведенный в п. 562). Падающая волна параллельна грани кристалла, на которую падает луч; эта грань представляет волновую поверхность света. Из всех ее точек  $B$  (276) одновременно начинается в кристалле волновое движение и распространяется в единицу времени от точек  $B$  на описанные около них волновые поверхности. На рис. 276 изображена только принадлежащая необыкновенному лучу часть волновой поверхности, а именно, эллипсоид;  $BK$ —главная кристаллографическая ось. Все соответствующие различным точкам  $B$  волновые эллипсоиды касаются некоторой плоскости, параллельной грани кристалла; эта плоскость представляет, следовательно, волновую поверхность необыкновенного света в кристалле и в точке  $C'$  касается волнового эллипсоида, принадлежащего точке  $B$ . При этом  $BC'$  представляет получающийся из  $AB$  необыкновенный луч, который в  $D'$  падает на противоположную грань кристалла. Она также представляет волновую поверхность света, и из каждой ее точки  $D'$  одновременно исходит в воздух световое движение по описанной около  $D'$  шаровой поверхности; следовательно,  $D'E'$ , представляет

преломленный луч, при чем он остается параллельным падающему лучу  $AB$ . Если кристалл вращать около  $AB$ , как вокруг оси, то вращается и  $BK$ , а вследствие этого также и  $BD'$ , точно так же, как и  $D'E'$ ,

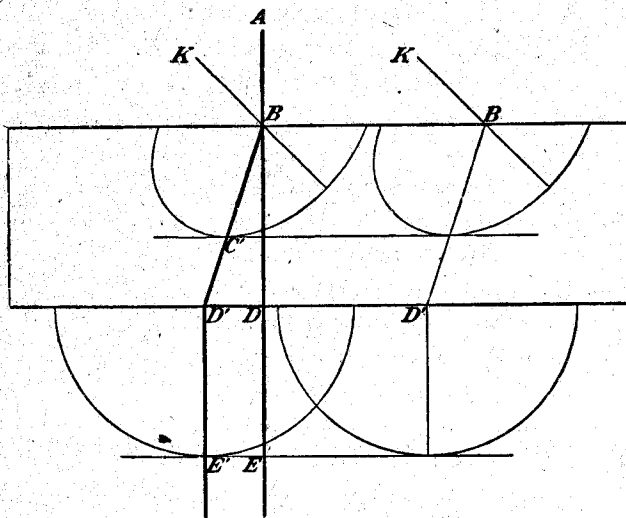


Рис. 276.

при чем каждая точка этих прямых описывает круг, как это указано в п. 562.

Из этого примера следует, что в двоякопреломляющих телах луч вообще не представляет нормали к волновой поверхности.

565. Плоскость падения перпендикулярна к главной кристаллографической оси. В этом случае плоскость падения, т. е. плоскость рис. 277, пересекает волновую поверхность по двум кругам; оба луча следуют законам Снеллиуса. С этим случаем мы встречаемся, когда луч проходит по главному сечению (458) призмы из исландского шпата, преломляющее ребро которой параллельно главной кристаллографической оси. Посредством такой призмы можно, следовательно, по

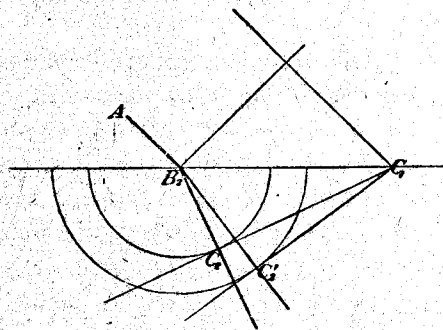


Рис. 277.

изложенному в п. 463 способу, определить для этого случая показатели преломления  $n_o$  и  $n_e$  обыкновенного и необыкновенного луча, которые

оба называются главными показателями преломления кристалла. В исландском шпате

для красного света (В)  $n_o = 1,653$ ,  $n_e = 1,484$ ,  
 „ фиолетового „ (Н)  $n_o = 1,683$ ,  $n_e = 1,498$ .

566. Ахроматизированная призма из исландского шпата (Рис. 278) состоит из прямоугольной призмы К, преломляющее ребро которой, перпендикулярное в О к плоскости чертежа, параллельно главной кристаллографической оси кристалла. Эта призма делается из исландского шпата, и с ней канадским бальзамом склеена такой же формы кронгласовая призма G. Луч АВ, падающий перпендикулярно на известково-шпатовую призму, разделяется в кристалле, по п. 565, на два луча, которые с различной скоростью проходят один и тот же путь ВС. Необыкновенный луч, показатель преломления которого не очень отличается от показателя преломления канадского бальзама и кронгласа, проходит через стекло почти без отклонения и дисперсии по направлению CD'E'. Обыкновенный луч, для которого, по п. 468 и п. 565, кронглас является оптически менее плотным, чем исландский шпат, преломляясь в стекле при С, отклоняется от перпендикуляра в точке падения и выходит в воздух по направлению DE.

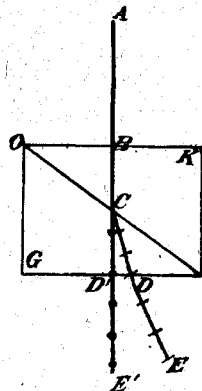


Рис. 278.

567. Оптическая ось. Пусть на пластинку исландского шпата, вырезанную перпендикулярно к главной кристаллографической оси, падает перпендикулярный к ней луч. Рассуждение, приведенное в п. 564, будучи приложено к этому случаю, показывает, что луч проходит через пластинку без преломления и разложения, так как волновая поверхность в точке К (Рис. 274) имеет только одну касательную плоскость. Следовательно, по направлению главной кристаллографической оси не происходит двойного лучепреломления; такое направление в двоякопреломляющих телах называется оптической осью.

568. Одноосные кристаллы. Исландский шпат имеет, по п. 567, только одну оптическую ось, которая совпадает с главной кристаллографической осью; точно так же обстоит дело и во всех кристаллах квадратной и гексагональной систем, которые поэтому называются оптически одноосными кристаллами. В исландском шпате необычно-

венный луч имеет большую скорость распространения и меньшую преломляемость, чем обыкновенный; такого рода кристаллы называются отрицательными. Обратное отношение обнаруживают одно-

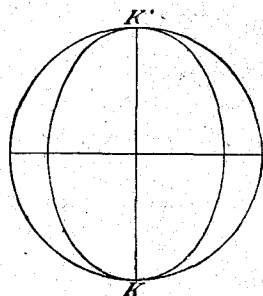


Рис. 279.

осные положительные кристаллы, к которым относится кварц. Рис. 279 показывает волновую поверхность положительного кристалла; здесь эллипсоид представляет собой растянутый эллипсоид вращения около кристаллографической оси и вписан в круг.

569. Двуосные кристаллы. Общая теория двойного лучепреломления дана Френелем. В наиболее общем случае имеются два направления, по которым мы встречаем только одну скорость распространения волн, две оптических оси. Тело, обладающее двумя такими осями, называется двуосным; двуосными являются кристаллы ромбической, одно-и-триклиномерной систем. В этих телах вообще ни один из двух лучей не следует законам Снеллиуса; открытая Френелем волновая поверхность двуосных кристаллов носит название Френелевой волновой поверхности и дает возможность проследить законы двойного лучепреломления.

## Глава 16. Поляризация при двойном лучепреломлении

570. Поляризация при двойном лучепреломлении. Если по методу, изложенному в п. 558, исследовать оба луча, обыкновенный и необыкновенный, на которые ахроматизированная призма из исландского шпата (566) разлагает падающий на нее естественный луч, то каждый из них оказывается прямолинейно поляризованным во взаимно-перпендикулярных плоскостях.

Здесь имеют значение главным образом два случая, при которых плоскость падения или совпадает с оптической осью или перпендикулярна к ней.

Назовем плоскость, проходящую через перпендикуляр в точке падения и через главную кристаллографическую ось одноосного кристалла, его главным сечением. Если оптическая ось совпадает с перпендикуляром в точке падения, то главным сечением для луча будем называть плоскость падения; в ней находится оптическая ось.

В обоих указанных случаях обыкновенный луч поляризован в плоскости главного сечения, а необыкновенный луч — в плоскости,

перпендикулярной к этому сечению. По теории Френеля (559) в обоих случаях происходят, следовательно, колебания в обыкновенном луче перпендикулярно к главному сечению, в необыкновенном — в плоскости последнего<sup>1)</sup>. Различное направление колебаний в обоих лучах является причиной их различной скорости распространения и дает, следовательно, ключ к пониманию двойного лучепреломления. Это явление, вообще говоря, основывается на том, что в двоякопреломляющем теле в каком-либо направлении вообще могут распространяться две волны, направления колебаний которых взаимно перпендикулярны и которые имеют различную скорость распространения.

571. Призма Николя или просто „николь“. Если хотят при помощи двойного лучепреломления получить прямолинейно поляризованный свет, то один из двух лучей устраняют. В ахроматизированной известковошпатовой призме (566) устраняется, благодаря отклонению, обыкновенный луч; то же происходит и в призме Николя (Рис. 280). На продолговатом кристалле исландского шпата отшлифовывают параллельные конечные плоскости  $PQ$  и  $RS$  перпендикулярно к главному сечению, которое лежит в плоскости чертежа; при этом  $PQ$  и  $RS$  срезаются так, чтобы  $PQ$  образовало с  $PS$  угол в  $68^\circ$ , вместо естественного в  $71^\circ$ ; затем кристалл разрезают так, что плоскость разреза  $tu$  проходит перпендикулярно к плоскостям  $PQ$  и  $RS$  и перпендикулярно же к плоскости главного сечения, и затем обе отшлифованные поверхности  $tu$  снова склеивают канадским бальзамом. Показатель преломления этого вещества (471) лежит между главными показателями преломления (565) исландского шпата. Следовательно, для обыкновенного луча исландский шпат оптически плотнее канадского бальзама, предельный угол полного внутреннего отражения (454) равен  $68^\circ$ , угол падения обыкновенного луча  $BC$  на слой канадского бальзама больше, чем  $68^\circ$ , а потому обыкновенный луч претерпевает здесь полное внутреннее отражение. Для необыкновенного луча  $BC'$ , напротив, исландский шпат оптически менее плотен, чем канадский бальзам, и потому луч проходит через него и по  $D'E'$  выходит в воздух.



Рис. 280.

<sup>1)</sup> Направление колебаний обыкновенного луча всегда перпендикулярно к оптической оси, направление колебаний необыкновенного луча лежит всегда в плоскости, проходящей через нормаль к поверхности волны и луч; оно всегда расположено перпендикулярно к этой нормали, но в кристалле вообще не перпендикулярно к лучу. На рис. 276  $DD'$  представляет направление колебаний необыкновенного луча.

572. Турмалин. Для устранения обыкновенного луча можно воспользоваться также свойством турмалина поглощать его, но пропускать необыкновенный луч. Если на вырезанную параллельно оси продолговатого призматического кристалла турмалиновую пластинку направить перпендикулярно естественный луч, то он разделяется на обыкновенный и необыкновенный лучи; первый, поляризованный в плоскости главного сечения, поглощается, второй, поляризованный в плоскости, перпендикулярной к главному сечению, проходит через пластинку. В турмалине может служить помехою его свойство окрашивать проходящий свет в зеленый или красноватый цвет, смотря по разновидности взятого экземпляра.

### Глава 17. Двойкопреломляющие тела в поляризационном аппарате

573. Поляризационные аппараты. Пусть луч, проходящий через  $O$  (Рис. 281) перпендикулярно к плоскости рисунка, при помощи николя-поляризатора превращен в прямолинейно поляризованный с направлением колебаний  $OP$  и амплитудой колебаний  $Op$ . Через  $OP$  обозначаем здесь направление колебаний в николе-поляризаторе.

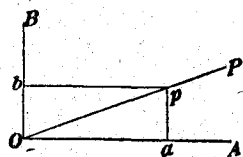


Рис. 281.

Пусть затем луч падает на другой николь—анализатор, и пусть направление колебаний в нем будет  $OA$ . По п. 89, луч  $Op$  может быть разложен на два луча, направления колебаний которых будут  $OA$  и  $OB$ , перпендикулярное к  $OA$ , и амплитуды колебаний которых представляют прямоугольные проекции  $Oa$  и  $Ob$  прямой  $Op$  на  $OA$  и  $OB$ . Луч  $Oa$  называется слагающей  $Op$  по  $OA$ ; только этот луч пропускается анализатором.

Если служащий анализатором николь поворачивать вокруг луча, как около оси, то  $Oa$  получает свое наибольшее значение  $= Op$ , когда  $OA$  совпадает с  $OP$ , а наименьшее равно нулю, когда  $OA$  перпендикулярно к  $OP$ . Поле зрения глаза, находящегося за никодем-анализатором, имеет в первом случае, при параллельных николях, максимум яркости, а во втором, при поставленных накрест николях, оно является темным. Два один за другим расположенных николя  $P$  и  $A$  (Рис. 285) образуют главную составную часть поляризационного аппарата.

В турмалиновых щипцах (Рис. 282) николи заменяются двумя турмалиновыми пластинками, которые пропускают только направленную по их оси слагающую падающего на них света. Рис. 283

представляет схематически две одна за другой расположенные пластинки. Естественный луч  $AB$  в первой поляризующей пластинке пре-

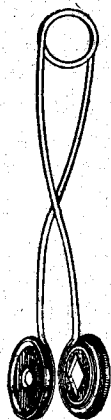


Рис. 282.

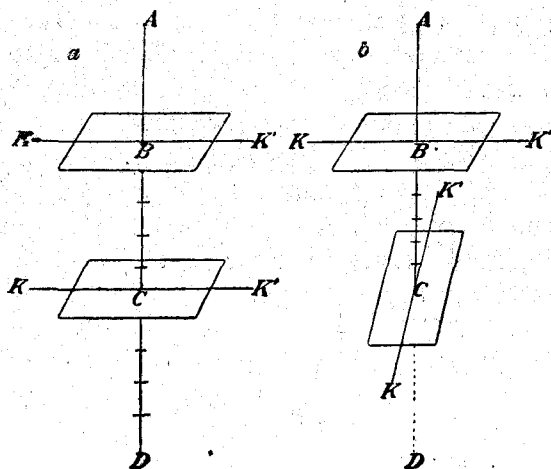


Рис. 283.

вращается в прямолинейно поляризованный, колебания которого совершаются параллельно оси  $KK'$  и который через вторую, служащую анализатором пластинку или вполне проходит (Рис. 283а) или же совершенно поглощается ею (Рис. 283б), смотря по тому, параллельны ли друг другу оси  $KK'$  пластинок, или взаимно перпендикулярны. Рис. 284 изображает темное поле зрения в поставленных накрест турмалиновых пластинках.

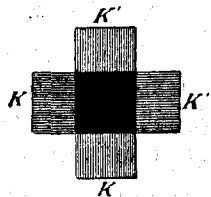


Рис. 284.

574. Гипсовый листочек в поляризационном аппарате. Если между поставленными накрест николями освещенного белым светом поляризационного аппарата (Рис. 285) поместить тонкий отщепленный от кристалла гипса листочек, обычно

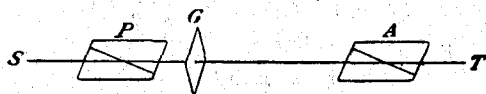


Рис. 285.

зажатый между стеклянными пластинками, то он вообще проясняет поле зрения, окрашивая его при этом в какой-либо цвет, зависящий от

толщины этого листочка. Если такой листочек поворачивать в его плоскости, то оказывается, что при четырех положениях пересекающихся друг с другом под углом равным  $90^\circ$ , он не производит никакого



действия; при таких положениях поле зрения остается темным. Наиболее сильное освещение поля зрения наступает при четырех положениях, лежащих по середине между четырьмя вышеупомянутыми. При параллельных николях введение между ними листочка гипса производит также окрашивание поля зрения (если не считать четырех положений, при которых он не оказывает никакого действия), но при этом получающийся цвет является дополнительным к тому, который появлялся при поставленных накрест николях, т. е. проходящий в обоих случаях свет при смешении дал бы белый свет.

575. Теория гипсового листочка. На рис. 286 принято, что лучи распространяются перпендикулярно к плоскости чертежа, которая вместе с тем параллельна плоскости листочка. Пусть  $OP$  и  $OA$  перпендикулярные друг к другу направления колебаний в поляризаторе и анализаторе.

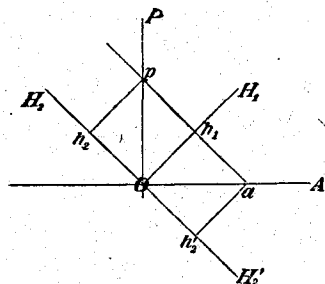


Рис. 286.

В двоякопреломляющем гипсовом листочке могут двигаться только волны, колебания которых имеют взаимно перпендикулярные направления  $OH_1$  и  $OH_2$ , скорости распространения обеих этих волн в листочке различны (570).

Если направления колебаний в гипсовом листочке совпадают с направлениями их в поляризаторе и анализаторе, что при поворачивании листочка в его плоскости на  $360^\circ$  происходит четыре раза, то идущая из поляризатора волна распространяется через листочек без разложения; в этом заключается объяснение того, что при некоторых четырех положениях листочек не оказывает никакого действия (574).

Если указанное условие не выполнено, если, например, как представлено на рис. 286,  $OH_1$  лежит между  $OP$  и  $OA$ , то исходящая из поляризатора волна с амплитудой  $Op$  разлагается на две слагающие, направленные по  $OH_1$  и  $OH_2$  с амплитудами  $Oh_1$  и  $Oh_2$ . Так как обе эти слагающие имеют в листочке разные скорости распространения, то приходящееся на толщину листочка число волн для обеих слагающих различно, и они обладают вследствие прохождения через листочек некоторую разностью хода (266). На рис. 287а, где  $BC$  изображает толщину листочка, а также направление луча, принято, что для колебаний, направленных по  $OH_1$ , на толщину листочка приходится 5 полуволн, для направленных же по  $OH_2$  колебаний — 6. Это обстоя-

тельство сообщает обоим колебаниям разность хода равную  $\frac{\lambda}{2}$ <sup>1)</sup>; слагающая  $Oh_2$  по отношению к слагающей  $Oh_1$  обнаруживает замедление на  $\frac{1}{2}$  периода колебания. При выходе из листочка размахи частички эфира уже не происходят одновременно по  $OH_1$  и  $OH_2$ , как это было при входе в листочек; они происходят теперь одновременно по  $OH_1$  и  $OH_2'$  и слагаются в равнодействующее колебание  $Oa$ , слагающая которого, направленная одинаково с колебаниями  $OA$  анализатора им пропускается. Эта слагающая, очевидно, достигает своей наибольшей величины  $Op$  тогда, когда, как принято на рис. 286,  $OH$  лежит посередине между  $OP$  и  $OA$ . То же самое происходит, когда обусловленная прохождением через листочек разность хода составляет

$$3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2} \dots$$

Если же она составляет  $\lambda$ , как принято на рис. 287b, или  $2\lambda, 3\lambda, \dots$ , то вызываемое листочком замедление обеих волн по отношению друг к другу равно целому кратному периода колебания, и в результате этого при выходе из листочка получается опять падающее на анализатор в первоначальном направлении  $Op$  колебание, которого он не пропускает. Так как, смотря по цвету падающего света, разность хода, приобретенная обеими слагающими при прохождении через листочек, различна, то пропускаемая через поляризационный аппарат часть падающего света зависит от его цвета. Если же падающий

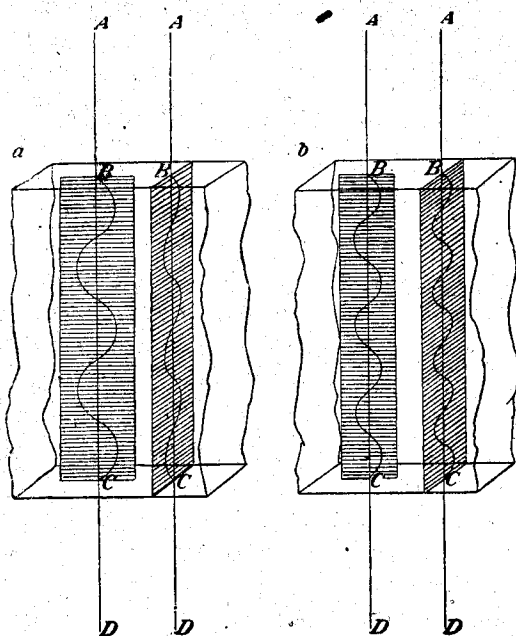


Рис. 287.

1) В действительности двойное лучепреломление гипса так слабо, что для желтого света разность хода, равная  $\frac{\lambda}{2}$ , получается только при толщине листочка, содержащей около 160 полуволи.

свет бел, то отношение интенсивностей содержащихся в нем цветов изменяется листочком, и таким образом свет приобретает некоторую окраску. При этом, очевидно, род света, пропускаемый при поставленных накрест николях, погашается при параллельных, и наоборот; а потому цвета листочка при накрест поставленных и параллельных николях дополняют друг друга.

576. Действие толстых пластинок. С увеличением толщины листочка возрастает и вызываемая им разность хода. Листочки, толщина которых больше 0,3 милл., освещают, правда, поле зрения при поставленных накрест николях, но уже остаются бесцветными по тем же самым причинам, по которым мыльный пузырь со слишком толстой оболочкой не обнаруживает в отраженном свете никаких цветов интерференции (544); при применении толстых пластинок, вместо тонких листочков, спектр прошедшего через поляризационный аппарат света оказывается пересеченным темными полосами (Тальботовы линии).

577. Испытание на двойное лучепреломление при помощи поляризационного аппарата. Так как в пластинке из изотропного материала все волны распространяются с одной и той же скоростью, то такая пластинка не освещает поля зрения поляризационного аппарата при накрест поставленных николях. А потому, если однородная пластинка производит указанное освещающее действие, то она обладает двойным лучепреломлением. Если она не обнаруживает такого действия при перпендикулярном падении на нее лучей, как бы мы ни поворачивали ее в ее плоскости, то она или изотропна или же ее плоскость, на которую падают лучи, перпендикулярна к оптической оси, т. е. лучи идут в ней по направлению этой оси.

Стеклопластиковая пластинка, которая в естественном состоянии оказывается при таком исследовании изотропной, проявляет способность двойного лучепреломления, если ее подвергнуть одностороннему давлению; по прекращении этого давления она вновь возвращается к своему естественному состоянию<sup>1)</sup>. Если сильно накалившее стекло быстро охладить, оно также становится двоякопреломляющим, и притом сохраняет это свойство. Такие подвергнутые одностороннему давлению или быстро охлажденные стекла, при прохождении

<sup>1)</sup> Сжатие стеклянной пластинки должно быть весьма сильное, что достигается особым прессиком. Опыт становится чрезвычайно легким и любопытным, если вместо стеклянной пластинки вырезать кубик из желе (т. е. желатинового студня) и поместить между скрещенными николями, слегка деформировать его, например, нажимая ложечкой.

через них в поляризационном аппарате параллельных лучей, оказываются в разных местах различно окрашенными, откуда следует, что двойное лучепреломление изменяется в них при переходе от одного места к другому.

578. Крест, получающийся в исландском шпате. Пластинка, вырезанная из исландского шпата или другого одноосного кристалла перпендикулярно к его оси, по п. [577, при перпендикулярно падающих на нее лучах не производит никакого действия в полярископе. Если поместить ее между пластинками турмалиновых щипцов (Рис. 282) и смотреть через нее на свет, то через такую пластинку из исландского шпата или другого одноосного кристалла лучи проходят по весьма различным направлениям. При этом видна система цветных концентрических колец, пересеченных при накрест поставленных турмалиновых пластинках черным крестом (Рис. 288).

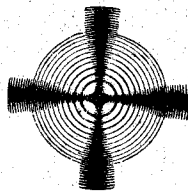


Рис. 288.

Чтобы вызвать такую картину в полярископе, состоящем из двух николей, нужно исходящий от поляризатора свет, прежде чем он попадет на пластинку, сделать сходящимся при помощи собирающей линзы.

579. Теория. На рис. 289 принято, что на пластинку  $pqrs$  падают

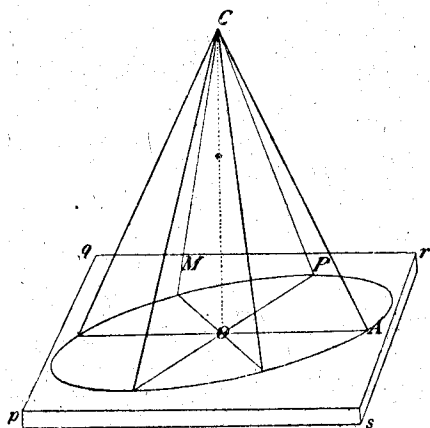


Рис. 289.

расходящиеся из точки  $C$  поляризованные лучи. При этом  $OP$  и  $OA$  представляют взаимно перпендикулярные плоскости колебаний в поляризаторе и анализаторе. Так как перпендикуляр в точке падения  $CO$  совпадает с оптической осью, то главное сечение является плоскостью падения для какого-либо луча (570). Падающий луч, колебания которого направлены по  $OP$ , распадается, следовательно, на два луча  $o$  и  $e$ , обыкновенный и необыкновенный, колебания которых происходят — первого

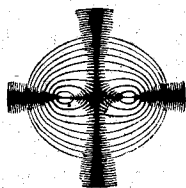
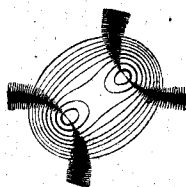
перпендикулярно к плоскости падения, а второго в этой плоскости.

Для луча  $CP$  слагающая  $o$  равна нулю, для луча  $CA$  нулю равна слагающая  $e$ ; такие лучи распространяются, следовательно, без разложения через пластинку и не пропускаются анализатором; они соответствуют черному кресту.

Напротив, луч  $CM$  распадается на две слагающих, колебания которых совершаются по  $OM$  и перпендикулярно к  $OM$ . Поэтому на этот луч пластинка действует подобно гипсовому листочку, толщина которого определяется расстоянием между  $M$  и  $O$ , а значит, пластинка сообщает лучу окраску, зависящую от расстояния  $OM$ .

Всем точкам  $M$  описанного около  $O$  круга соответствуют лучи, которые проходят через пластинку по направлениям, равнозначным (эквивалентным) в кристаллографическом отношении; на все эти лучи пластинка действует, следовательно, подобно гипсовому листочку той же толщины. На лучи же, соответствующие различным точкам  $M$ , она действует подобно гипсовому листочку, направления колебаний которого образуют различные углы с  $OP$ . Отсюда следует, что все точки плоскости рисунка, соответствующие рассматриваемому кругу, окрашены в один цвет, но что яркость окраски в различных местах круга различна, равняясь нулю для линий  $OP$  и  $OA$  и доходя до максимума посередине между ними. Кривые с одинаковой окраской, так называемые изохроматические кривые, представляют, следовательно, круги, что и подтверждается опытом.

580. Лемнискаты двуосных кристаллов. Линия, делящая пополам острый угол, образуемый двумя оптическими осями двуосного кристалла, называется первой средней линией. Если вырезать пластинку кристалла перпендикулярно к этой средней линии, то получаются изохроматические кривые, так называемые лемнискаты (Рис. 290). Если направление колебаний при накрест поставленных николях попадает в поляризаторе или в анализаторе в плоскость оптических осей, то система лемнискат перерезана черным крестом (Рис. 290<sup>a</sup>). Этот крест превращается в два черных гиперболически изогнутых пучка (Рис. 290<sup>b</sup>), если пластинку из описанного положения повер-

Рис. 290<sup>a</sup>.Рис. 290<sup>b</sup>.

нуть в ее плоскости на  $45^\circ$ . Изохроматические кривые служат при кристаллографических исследованиях для решения вопроса, с одноосным или двуосным кристаллом имеют дело.

## Глава 18. О круговой поляризации

581. Вращение плоскости поляризации в кварце. Положим, что вырезанная перпендикулярно к оси кварцевая пластинка помещена между накрест поставленными николями поляризационного аппарата, при чем на нее действуют взаимно параллельные, направленные перпендикулярно к ней лучи. Если бы кварц по направлению своей оси действовал, как обыкновенный одноосный кристалл, то поле зрения оставалось бы темным. Однако, оно представляется освещенным, и притом, при применении белого света, окрашенным в цвет, зависящий от толщины пластинки; оно изменяется при поворачивании анализатора, но ни при каком положении его не становится темным.

Напротив, при применении однородного света, поле зрения, освещенное вследствие помещения пластинки между накрест поставленными николями, снова становится темным, если повернуть анализатор в определенном направлении на некоторый угол  $w$ . Из этого следует, что прямолинейно поляризованный свет, падающий на кварцевую пластинку, после прохождения через нее остается прямолинейно поляризованным, но плоскость поляризации вращается в кварце на угол  $w$ .

Измерения, произведенные при таких опытах, показали, что вращение плоскости поляризации пропорционально длине пройденного пути и возрастает с уменьшением длины волны света. Если лучи прошли в кварце путь длиной в 1 миллиметр по направлению оси, то, по Соре и Саразену, при  $20^{\circ}\text{C}$  вращение плоскости поляризации составляет для фраунгоферовых линий:

$B$	$D$	$F$	$G$	$H$
$15,75^{\circ}$	$21,70^{\circ}$	$32,77^{\circ}$	$42,60^{\circ}$	$51,19^{\circ}$

Положим снова, что (Рис. 291) лучи идут перпендикулярно к плоскости рисунка, и что  $OP$  и  $OA$  представляют направления колебаний в поляризаторе и анализаторе; пусть затем  $OP_1$  и  $OP_2$  будут направления колебаний красного и фиолетового света после прохождения через кварц. Если при помощи вращающегося анализатора направление колебаний в нем приведено в положение  $OA'$ , которое перпендикулярно к  $OP_1$ , то красный свет гаснет, слагающая же фиолетового света  $Oa$  проходит через анализатор по  $OA'$ . При применении белого света поле зрения в анализаторе ни при каком положении его не может, как видно из этого опыта, сделаться темным.

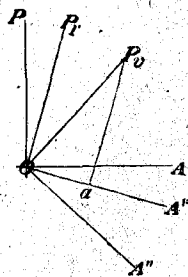


Рис. 291.

Существуют две разновидности кварца, вращающие плоскость поляризации вправо и влево. Для наблюдателя, воспринимающего луч, выходящий из первой разновидности, вращение поляризации происходит по тому же самому направлению, по которому движется стрелка в часах, циферблат которых обращен к наблюдателю. Уже по положению некоторых плоскостей (граней) кристалла можно определить, вправо или влево вращает кварц.

581<sup>а</sup>. Теория Френеля. Пусть  $OP$  (Рис. 291<sup>а</sup>) будет амплитуда прямолинейно-поляризованного луча, распространяющегося перпендикулярно к плоскости бумаги по направлению вперед. Ничто не изменится, если мы добавим два луча, поляризованных перпендикулярно к этому лучу и имеющих равные и противоположные амплитуды  $Oa_1$  и  $Oa_2$ . Пусть оба эти луча отстают от  $OP$  на  $\frac{1}{4}$  периода колебания и пусть

$Oa_1 = Oa_2 = \frac{1}{2} OP = Op_1$ . Из луча  $Oa_1$  и половины  $Op_1$  луча  $OP$  составляется, по п. 269, луч с круговым колебанием, из  $Oa_2$  и другой половины  $Op_2$  луча  $OP$  тоже. Пути круговых колебаний обоих лучей

между собою равны, но проходятся в противоположных направлениях, именно, один в направлении стрелки  $r$ , другой — в направлении стрелки  $l$ . Наблюдатель, по направлению к которому они распространяются, назовет их соответственно имеющим правую и левую круговую поляризацию. Итак, прямолинейно поляризованный луч  $OP$  может быть разложен на такие два луча.

По Френелю, в направлении оптической оси кварца могут распространяться только лучи, имеющие правую и левую круговую поляризацию, при чем в право-вращающем кварце право-поляризованный по кругу луч распространяется быстрее, чем лево-поляризованный. При вступлении в кварцевую пластинку прямолинейно-поляризованный луч  $OP$  распадается на два своих круговых составляющих, круговые колебания которых одновременно начинаются из точки  $p$ . При выходе из пластинки забежавшее вперед правое круговое колебание дошло до  $p_1'$ , если левое находится в  $p$ ; то и другое слагаются в прямолинейно поляризованный луч, плоскость колебания которого  $OP'$  наклонена вправо по отношению к  $OP$ . В соответствии с этой теорией говорят, что кварц обнаруживает в направлении своей оси круговую поляризацию.

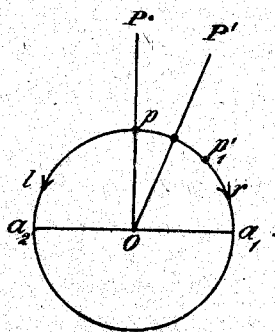


Рис. 291<sup>а</sup>.

Если луч, поляризованный по кругу, пропустить через николев анализатор, то он, подобно естественному лучу, не изменяет своей интенсивности при вращении николя вокруг луча, как вокруг оси. Если же сообщить двум перпендикулярно друг к другу поляризованным лучам, заменяющим (269) луч, поляризованный по кругу, и имеющим разность фаз в  $\frac{1}{4}$  периода, еще добавочную разность фаз в  $\frac{1}{4}$  периода, при помощи двупреломляющего листочка (гиис, слюда) соответствующей толщины (575), то, по п. 269, поляризованный по кругу луч превратится в прямолинейно-поляризованный, и его можно будет отличить от естественного луча.

582. Сахариметрия. Круговая поляризация обнаруживается еще в некоторых других кристаллах и, кроме того, в растворах некоторых веществ, например, в водном растворе сахара. В этом растворе вращение плоскости поляризации пропорционально содержанию сахара; сахар вращает ее вправо, при чем угол вращения  $w$  для света линии  $D$

$$w = 0,665^\circ \cdot z \cdot l, \quad (102)$$

где  $l$  означает длину пройденного пути в дециметрах, а  $z$  — число граммов сахара, содержащихся в 100 куб. сант. раствора.

Отсюда

$$z = 1,504 \cdot \frac{w}{l}. \quad (102^a)$$

Из наблюдаемого вращения  $w$  и длины  $l$  проходимогo светом слоя можно вычислить содержание сахара.

Вращение плоскости поляризации может быть измерено описанным в п. 581 способом посредством двух николей; гораздо более точные результаты дают так называемые полутеневые сахариметры, в которых поле зрения вообще распадается на две половины различной яркости, и прибор устанавливается при одинаковой степени яркости обеих половин.

583. Полутеневой сахариметр Лорана. За поляризатором  $P$  (Рис. 292) находится диафрагма  $D$  с круглым отверстием, разделенным по диаметру на два полукруга, из которых один закрыт двоякопреломляющей пластинкой (листочком) кристалла.  $A$  — анализирующий николев,  $F$  — маленькая галилеева трубка, которая установлена на диафрагму  $D$ . Источником света служит пламя натрия (472). Пусть (Рис. 293)  $OP$  и  $OA$  — направления колебаний в поляризаторе и анализаторе. Листочек устанавли-



вается так, что направление колебаний  $OH_1$  образует в нем с  $OP$  маленький угол, и толщина его соразмеряется так, чтобы он сообщал

обеим волнам, направления колебаний которых  $OH_1$  и  $OH_2$ , разность хода, равную нечетному кратному полуволны света натрия. Выходящий из листочка свет является поэтому прямолинейно поляризованным, но направление колебаний в нем изменяется мало, а именно: оно уже не  $OP$ , а  $OP'$  (575). Таким образом, свет за диафрагмой состоит из двух прямолинейно поляризованных пучков, из которых один исходит от покрытого полукруга, а другой от непокрытого, и направления колебаний которых образуют друг с другом небольшой угол.

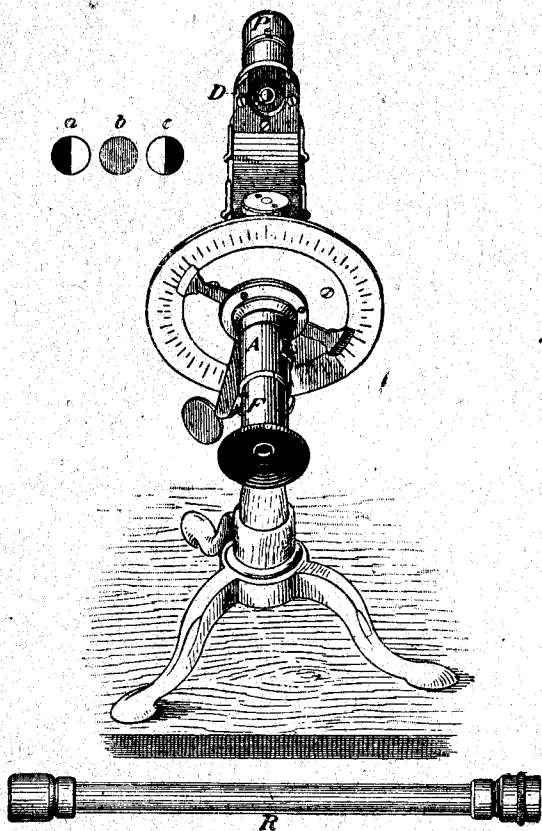


Рис. 292.

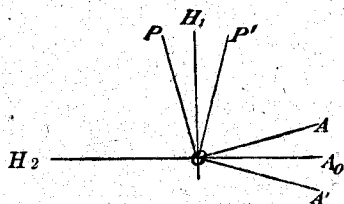


Рис. 293.

Поле зрения распадается при этом вообще на две неодинаково яркие половины, и, в частности, оказывается темной непокрытая (Рис. 292а) или покрытая половина (Рис. 292с) круглого отверстия, смотря по тому, направлены ли колебания в анализаторе по  $OA$  перпендикулярно к  $OP$  или по  $OA'$  перпендикулярно к  $OP'$ . Между обоими этими положениями лежит полутеневое положение (Рис. 292б), при котором направление колебаний в анализаторе  $OA_0$  (Рис. 293) лежит посредине между  $OA$  и  $OA'$ , и обе половины представляются слабо освещенными светом одной степени яркости<sup>1)</sup>. После того, как анализа-

<sup>1)</sup> Одинаково яркими представляются обе половины также тогда, когда направле-

тору придано такое положение и оно отсчитано по кругу с делениями, между диафрагмой и анализатором помещается испытуемый раствор в трубке  $R$  (Рис. 292), закрытой с обеих сторон плоскопараллельными стеклами. Направления колебаний поворачиваются в растворе на искомый угол  $w$  вращения раствора; этот угол представляет, следовательно, угол, на который надо повернуть анализатор, пока будет достигнуто полутеневое положение.

Если известно, что раствор не содержит никакого другого вращающего вещества, кроме сахара, то содержание последнего вычисляется из уравнения  $(102^*)$  (582).

584. Из истории оптики. Исследования законов элементарной оптики (431) начаты были ещё Э в к л и д о м (300 до Р. Х.) и закончены В. С н е л л и у с о м (1591—1626), открывшим названный его именем закон преломления (452). Но и не зная этого закона, К е п л е р м о г (1611) обосновать теорию глаза и оптических инструментов, так как при этом можно было ограничиться (475) допущением пропорциональности между углом преломления и падения, достаточно точным только для малых углов падения (П т о л о м е й 70—147 по Р. Хр.). Изобретение зрительной трубы (телескопа) относится к 1608 году Г у к, Л е в е н г у к и Г а р т з ё к е р уже в 1670 г. делали наблюдения при помощи сильно увеличивающих луп.

Н ь ю т о н открыл в 1670 году состав белого света из цветных лучей различной преломляемости; он произвел над наблюдавшимися еще Б о й л е м и Г у к о м цветами тонких пластинок экспериментальные исследования, которые содержат первое измерение световой волны (Ср. п. 543).

В своей вышедшей в 1704 г. оптике Н ь ю т о н высказался в пользу теории истечения света (534) и отверг теорию волнообразного движения света, с помощью которой основатель ее Г ю й г е н с в 1678 г. открыл закон, определяющий направление необыкновенного луча в одноосных кристаллах (563). Главным образом благодаря авторитету Н ь ю т о н а, теория истечения приобрела на долгое время господство. На почве ее стояли М а л ю с (1775—1812), открывший поляризацию света через отражение (557), Б и о (1774—1862), открывший круговую поляризацию, и Б р ю с т е р (1781—1868), сделавший большое число открытий в оптике (ср. п. 560).

Однако теория волнообразного движения светового эфира вышла

ние колебаний анализатора посредством поворота на  $90^\circ$  перемещается из  $OA_0$  в  $OH_1$  но только при этом получается большая степень яркости. Это положение непригодно для измерений, вследствие своей нечувствительности.

все же победительницей из борьбы, которую подняли и провели против теории истечения, опираясь особенно на явления интерференции и дифракции, Томас Юнг (1773—1829) и Огюстен Френель (1788—1827). „Чем точнее изучаешь оптические явления и чем более стремишься привести в согласие с ними теорию истечения, тем многочисленнее, запутаннее, туманнее становятся гипотезы, к помощи которых приходится прибегать. Поэтому теорию истечения необходимо было отвергнуть, если бы даже Фуко в 1854 г. не удалось путем прямого наблюдения опровергнуть необходимо вытекающее из нее допущение“ (534). (Г. Кирхгоф. Лекции по математической оптике).

Френель обосновал на механических принципах общую теорию двойного лучепреломления (569).

Араго (1786—1853) открыл цвета, обнаруживаемые пластинкой кристалла в поляризационном аппарате (574) <sup>1)</sup>.

Доллон открыл в 1757 г. ахроматическую линзу; Фраунгофер (1787—1826) усовершенствовал оптические инструменты и ввел названные его именем линии солнечного спектра (467) в оптические измерения.

В 1859 г. Бунзен и Кирхгоф обосновали метод спектрального анализа.

Аббе (1840—1905) изучил конструкцию оптических инструментов, исходя из строго научных положений и вычислений, и достиг таким объединением науки и техники, между прочим, значительного усовершенствования микроскопа (485, 503, 556).

## Глава 19. Солнечное излучение

585. Совершенно черное тело. Выставленный на солнце термометр нагревается, так как часть энергии волн эфира, которая на поверхности солнца произошла от теплоты, в термометре вновь превращается в теплоту (Ср. п. 428).

Тело, которое превращает в теплоту все падающие на него лучи, которое, следовательно, ни отражает ни пропускает сквозь себя лучей, называется совершенно черным телом. Ламповая сажа, а в еще большей степени платиновая чернь уже в тонком слое приблизительно удовлетворяют этому условию, если игнорировать слишком длинные волны эфира. Ниже температуры красного каления тела становятся видимыми для нас, обыкновенно благодаря рассеяно

<sup>1)</sup> Он же открыл, что свет, идущий от различных точек безоблачного неба, более или менее поляризован.

отражаемому ими свету; значит, только что охарактеризованные черные тела представляются глазу черными потому, что не отражают вовсе света. Выше температуры красного каления, напротив, они представляются нам яркими и при том более яркими, чем не черные тела, так как излучают сильнее (598).

586. Солнечной постоянной называется выраженный в грамм-калориях (327) прирост теплоты  $Q$ , который происходит в минуту в совершенно черном теле на границе атмосферы, когда 1 квадратный сант. его поверхности подвергается действию перпендикулярно падающих солнечных лучей. Находясь на поверхности земли, тело получает, при прочих равных условиях, меньший прирост теплоты  $Q'$ , так как часть падающих лучей поглощается в атмосфере. Если произвести измерение  $Q'$  на различных высотах над земной поверхностью, то из сопоставления таких наблюдений можно вычислить величину поглощения в атмосфере и определить солнечную постоянную  $Q$ .

587. Пиргелиометр Пулье, усовершенствованный Крова, служит для измерения  $Q$ <sup>1)</sup>. Наполненная ртутью плоская стальная коробка  $B$  (Рис. 294) на передней поверхности покрыта платиновой чернью. Переднюю поверхность коробки  $B$  в течение нескольких минут подвергают действию перпендикулярных солнечных лучей и при помощи термометра (Рис. 294) измеряют вызванное таким образом повышение температуры ртути. Произведение этого повышения на теплоемкость (328) наполненной ртутью коробки, если прибавить к нему потерю теплоты, совершившуюся за время действия лучей, дает прирост тепла, вызванный действием солнечных лучей.<sup>2)</sup>

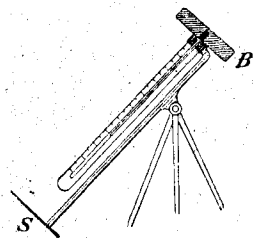


Рис. 294.

По новейшим измерениям Аббо, солнечная постоянная  $Q$  несколько изменчива, в среднем равна 1,93 грамм-калории. Если солнце в зените, то при ясном небе в атмосфере поглощается около  $\frac{1}{3}$  излучения и до поверхности земли доходит только  $\frac{2}{3}$ .

588. Термомультипликатор Меллони. Для большей части исследований над тепловым действием лучей необходим прибор, более чувстви-

1) 586.

Ред.

2) Об электрокалориметрическом методе Ангрэма (компенсационный пиргелиометр) см. п. 736а.

тельный, чем ртутный термометр; такие приборы представляют собой термомультипликатор Меллони и болومتر Ланглея.

Термоэлектрический столбик (743)  $T$  прибора Меллони (Рис. 295) имеет две стороны: защищенную, не подвергающуюся действию лучей, которая должна сохранять температуру окружающей среды и содержит несколько четных мест спаев, и открытую, или подвергаемую действию лучей, содержащую нечетные места спаев. Места спаев вы-

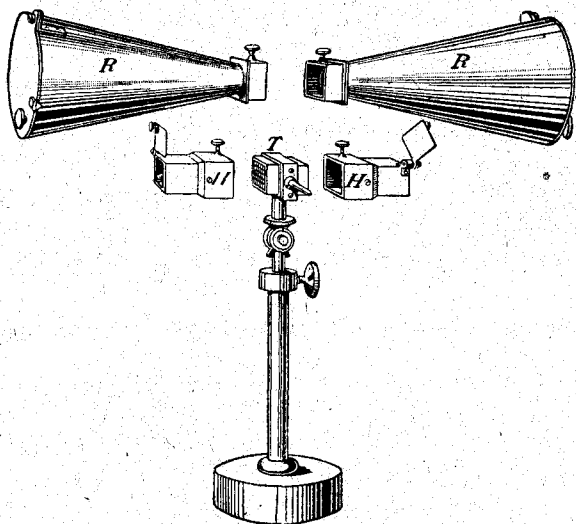


Рис. 295.

чернены ламповой сажей. На обе стороны могут надеваться особые гильзы  $H$  (Рис. 295), которые можно закрывать или открывать при помощи крышек. Вместо гильз  $H$  часто применяются конические рефлекторы  $R$ .

Закрыв гильзу на защищенной стороне и тем поддерживая на этой стороне температуру  $t_0$  окружающей среды, открытую сторону столбика подвер-

гают действию излучения того постоянного источника, который хотят исследовать (Рис. 298, п. 593). Тогда температура этой стороны столбика поднимается до некоторой величины  $t$ , при которой потеря теплоты в окружающую среду уравнивается с количеством тепла  $J$ , приобретаемым от источника излучения. Потеря, по п. 429, может быть принята пропорциональной  $t - t_0$ , так что если  $A$  означает независимую от  $J$  величину, то

$$A(t - t_0) = J.$$

Отклонение введенного в цепь гальванометра, по п. 744, пропорционально  $t - t_0$ , а следовательно и  $J$ .

589. В болометре, предложенном Ланглеем для такого рода исследований, тонкая металлическая полоска или проволока нагревается исследуемым источником излучения, и повышение температуры ее измеряется электрическим способом (692).

590. Солнечный тепловой спектр. Займемся теперь вопросом, как распределяется энергия солнечного излучения между отдельными содержащимися в нем родами лучей. Для прямого ответа на этот вопрос нужно, по изложенным в п. 545 основаниям, получить нормальный спектр, спектр дифракции солнечного света, и в нем измерять прирост теплоты, который вызывают в совершенно черном теле одинаково широкие полоски разных частей спектра. Ланглей для этого помещал в разные части спектра зачерненную проволоку болометра и измерял для каждого места повышение ее температуры. Косвенный, также применявшийся Ланглеем, метод состоял в том, что он то же самое исследование производил над призматическим спектром и результаты сводил к нормальному спектру при помощи известного ему соотношения между показателем преломления и длиной волны.

Рис. 296 изображает результат, полученный Ланглеем по второму методу; абсциссы пропорциональны длинам волн в микронах

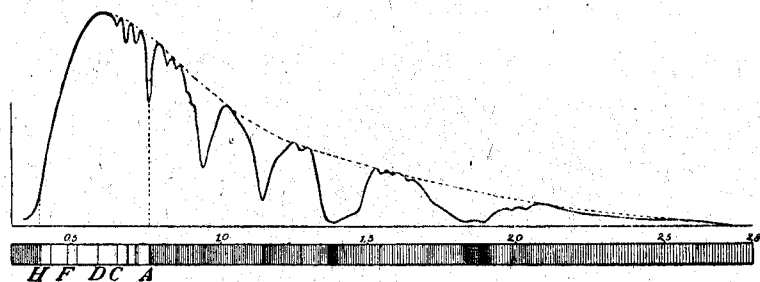


Рис. 296.

(ср. п. 530), а соответствующие ординаты — измеренным величинам теплоты. Можно заметить:

1) что максимум теплоты находится между волнами длины  $\lambda$  в пределах от  $0,55 \mu$  —  $0,6 \mu$ , т. е. в желтой части спектра, что доказано и прямыми наблюдениями Ланглея при помощи нормального спектра;

2) что тепловой спектр продолжается далеко за границы расположенного между *H* и *A* видимого спектра. По ту сторону красной части спектра, в так называемой ультракрасной его части, могло еще быть установлено присутствие лучей с длиной волны  $2,8 \mu$ <sup>1)</sup>, а в ультрафиолетовой констатированы еще лучи с длиной волны  $0,3 \mu$ .

На рис. 297 изображено определенное болометром распределение теплоты в спектре флинтгласовой призмы, которое положено в основу

<sup>1)</sup> Впоследствии Ланглею удалось на высоте 4000 метров обнаружить присутствие в солнечном спектре лучей с длиной волны вплоть до  $5,3 \mu$ .

составленного по нему рис. 296. Максимум теплоты лежит на рис. 297 в ультракрасной части спектра, что объясняется тем, что по направлению к красной части дисперсия все более и более уменьшается,

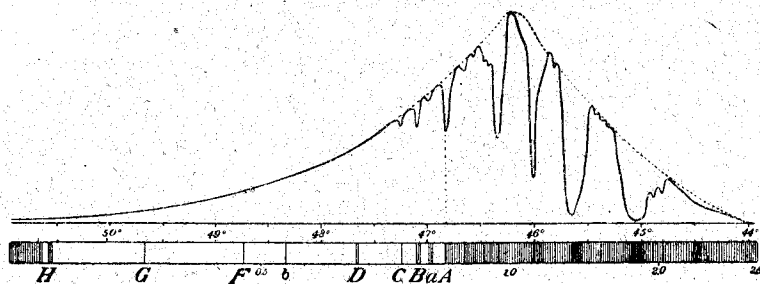


Рис. 297.

благодаря чему лучи все более и более густо падают на единицу пространства. Следовательно, в призматическом тепловом спектре не выявляется относительная интенсивность различного рода лучей, хотя бы происходящее в веществе призмы поглощение лучей и не вызвало сколько-нибудь заметного нарушения.

## Глава 20. Об испускании и поглощении эфирных волн

### 591. Испускание, влияние вещества. Интенсивность лучей, испускае-

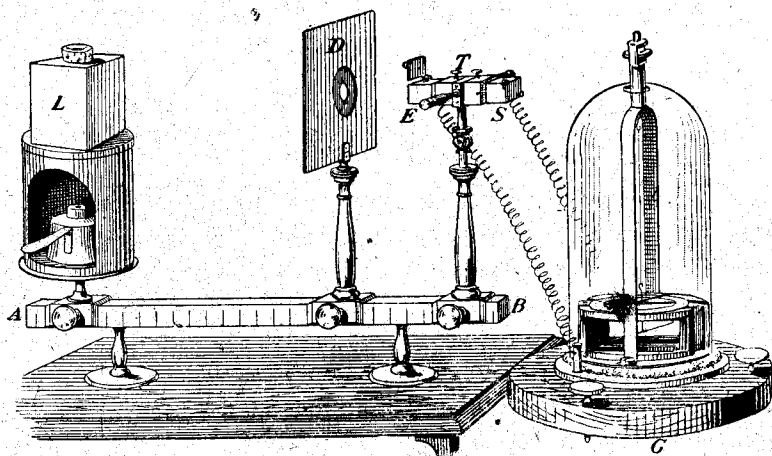


Рис. 298.

мых каким-либо однородным телом, находящимся в состоянии покоя, зависит от его природы и температуры.

Излучение ламповой копоти гораздо больше излучения блестящего отполированного металла. Кубик *L* Лесли (Рис. 298) представляет полый наполненный кипящей водой металлический кубик, боковые грани которого могут покрываться различными веществами или хорошо отполировываться. Если на термоэлектрический столбик *T* направить сначала лучи от хорошо отполированной грани, а затем от покрытой сажей, то во втором случае получается в 8—9 раз большее отклонение гальванометра, чем в первом. Излучение твердых тел вообще больше, чем газов при одинаковой температуре. Исследование посредством термоэлектрического столбика показывает, например, что излучение пламени спирта возрастает, если в это пламя внести платиновую спираль, хотя от этого температура пламени, конечно, понижается.

\*592. Влияние температуры. При данной температуре тело испускает лучи с весьма различной длиной волн; из них средняя длина волны обладает наибольшей интенсивностью. С повышением температуры интенсивность растет для всех длин волн; вместе с тем длина волны, испускаемая с наибольшей интенсивностью, передвигается в сторону волн меньшей длины. При температуре около  $520^{\circ}$  лучи с длиной волны  $0,81 \mu$ , вызывающие в глазу ощущение красного, начинают делаться видимыми и для наблюдателя, не прибегающего к более тонким методам, — другими словами, тела начинают заметно для глаза накаливаться докрасна. При дальнейшем подъеме температуры становятся видимыми один за другими также лучи со все меньшей и меньшей длиной волны: желтые, зеленые, синие и, наконец, фиолетовые лучи. Все эти видимые лучи, действуя совместно, возбуждают ощущение белого — тело при температуре около  $1500^{\circ}$  накаливается добела. Наконец, при дальнейшем повышении температуры делаются заметными ультрафиолетовые лучи.

593. Ультрафиолетовые лучи. Наиболее короткие волны, действующие еще на обыкновенную сухую светочувствительную пластинку при экспозиции в воздухе, имеют длину  $0,182 \mu$ . Более короткие волны сильно поглощаются воздухом и особенно кислородом его, но проходят через плавиковый шпат. Так, например, Шуман при помощи призмы из плавикового шпата и особым образом приготовленной светочувствительной пластинки, мог показать при экспозиции в частичном вакууме <sup>1)</sup> присутствие волн длиной около  $0,13 \mu$  в свете гейслеровой трубки (753), наполненной водородом и снабженной окном из

<sup>1)</sup> Т. е. в приборе со значительно разреженным воздухом.



плавикового шпата. Еще более короткие волны поглощаются плавиковым шпатом; Лайман (Lyman), заменив призму из плавикового шпата вогнутой диффракционной решеткой (550), дошел при изучении лучеиспускания водорода до длины волны в  $0,09 \mu$ . Милликэн в 1920 году нашел в спектре железа лучи в  $0,03 \mu$ , что представляет кратчайшую длину волны, наблюдаемую до сих пор.

594. Ультракрасные лучи, остаточные лучи (Reststrahlen). Чтобы исследовать излучение с большой длиной волны посредством спектрального аппарата с призмой, необходимо изготовить призму и линзы из вещества, которое, подобно каменной соли, хорошо пропускает такие лучи. Применяя такой прибор, Ланглей получил от источника лучей, имевшего температуру  $100^\circ$  (зачерненная медная пластинка) спектр, который можно было исследовать посредством болометра, и в котором наибольшая интенсивность оказалась при  $8 \mu$ . Однако, длины волн, превышающие  $23 \mu$ , поглощаются и каменной солью настолько сильно, что для выделения их метод призмы уже непригоден. Гораздо далее ведет метод „остаточных лучей“ Рубенса. Отражательная способность тела для лучей, которых оно не поглощает, мала и зависит только от показателя преломления ( $561^a$ ). Для длин волн, которые поглощаются телом, отражательная способность больше, а при очень сильном поглощении, какое свойственно металлам, она очень велика (металлическая отражательная способность). И вот оказывается, что прозрачные тела, как каменная соль, сильвин и др. проявляют по отношению к узко-ограниченной области очень длинных волн металлическое поглощение и металлическую отражательную способность; для сильвина, например, средняя длина волны этой спектральной области составляет  $63,4 \mu$ . Если комплекс лучей, содержащий эту длину волны, заставить отражаться 4—5 раз от поверхностей сильвина, то лучи, не подвергающиеся металлическому отражению, ослабляются до того, что становятся незаметными, и остаются только лучи с длиной волны  $63,4 \mu$ , — „остаточные лучи“ сильвина. Наибольшая длина волны остаточных лучей ( $137,8 \mu$ ), полученная до сих пор, выделена при помощи отражения от таллия. Ультракрасные лучи с наибольшей длиной волны, известные до сего времени ( $346 \mu$ ), были обнаружены посредством другого метода Рубенсом и Бейером в излучении кварцевой ртутной лампы (757).

Таким образом, видимые эфирные волны составляют только небольшую часть всех лучей, которые удалось наблюдать. Пользуясь образным выражением из области акустики, можно сказать что видимые волны охватывают приблизительно интервал одной

октавы, тогда как все наблюдавшиеся эфирные волны образуют интервал в 13 октав.

594<sup>a</sup>. Законы излучения черного тела. Простые соотношения были получены теоретическим путем для излучения черного тела (585), т. е. для так называемого „черного излучения“ или излучения полых пространств (597).

По В. Вину, для такого излучения длина волны наибольшей интенсивности обратно пропорциональна абсолютной температуре (325) (закон смещений Вина), и при том, по новейшим опытам, произведение из выраженной в микронах длины волны наибольшей интенсивности на абсолютную температуру равно 2880.

Согласно этому длина волны наибольшей интенсивности для черного тела при 1000° стоградусной шкалы была бы  $2880 : 1273 = 2,3 \mu$ ; при 100° она равнялась бы  $2880 : 373 = 7,7 \mu$ , что согласуется с наблюдениями Ланглея (594).

Исходя из этого закона, можно, наоборот, вычислить температуру излучающего черного тела, если длина волны наибольшей интенсивности определена экспериментально.

Затем, по закону Стефана-Больцмана, вся энергия излучения, испускаемого черным телом, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры  $T$ . Один кв. сант. черного тела при  $T$  градусов излучает в секунду  $1,366 \cdot 10^{-12} \cdot T^4$  грамм-калорий. Отсюда можно при помощи закона Стефана-Больцмана вывести, что солнце, насколько можно судить о его излучении по солнечной постоянной (586), должно было бы иметь температуру около 5480°С, если бы оно излучало так же сильно, как черное тело. Так как, однако, оно не обладает такой силой излучения, то его излучающие поверхностные слои должны иметь еще несколько высшую температуру.

Наконец, можно также из отношения яркостей  $H_2$  и  $H_1$ , с которыми при двух температурах  $t_2$  и  $t_1$  излучается черным телом определенная длина волны, вычислить одну температуру из другой

Именно,

$$\log \frac{H_2}{H_1} = \frac{c}{\lambda} \left( \frac{1}{273 + t_1} - \frac{1}{273 + t_2} \right) \cdot \log e^1),$$

1) Излучение черного тела выражается законом Планка, по которому

$$E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda = \frac{C}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1} \cdot \Delta\lambda,$$

где  $E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda$  — энергия, излучаемая единицей поверхности в секунду и заключенная между близлежащими длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$ ,  $T$  — абсолютная температура, и  $c = 1,43$ ,

где  $c = 14300$ , если  $\lambda$  выражено в микронах,  $\log e = 0,4343$ . Отношение яркостей  $\frac{H_2}{H_1}$  определяется пирометром Гольборна-Курльбаума или Ваннера.

Упомянутые в этом параграфе радиометрические методы измерения температур — единственные, с помощью которых до сих пор оказывалось возможным измерять температуры свыше  $1600^\circ \text{C}$ .

**594<sup>b</sup>. Принцип Доплера.** Движение излучающего тела влияет на длину испускаемых им волн. Представим себе излучение, как ряд толчков, которые следуют один за другим через промежутки, равные периоду  $T$  колебания излучающего тела, и при распространении света идут на расстоянии друг от друга, равном длине волны  $\lambda$  (ср. п. 261). Если излучающее тело движется со скоростью  $v$ , то взаимное расстояние в пространстве двух последовательных толчков увеличивается или уменьшается на  $vT = \Delta\lambda$ , смотря по тому, совершается ли движение этого тела по тому же направлению, по которому происходит распространение луча, или по направлению, противоположному его распространению. Следовательно,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v \cdot T}{cT} = \frac{v}{c} \quad (102^b)$$

Этот так называемый принцип Доплера подтверждается в области звука тем наблюдением, что звук свистка паровоза вдруг, по видимому, понижается, когда паровоз проедет мимо наблюдателя, а, следовательно, когда паровоз начнет от него удаляться. Принцип Доплера имеет важное значение в области оптики, особенно же в астрофизике. Так, например, спектральные линии какой-либо звезды смещаются по направлению к фиолетовому или же к красному концу спектра, смотря по тому, приближается ли звезда к наблюдателю или удаляется от него. Вследствие таких смещений движения звезд по направлению к наблюдателю и от него могут наблюдаться и измеряться.

если  $\lambda'$  и  $\Delta\lambda$  выражены в сантиметрах. Если энергия измеряется в гр.-калориях, то  $C = 0,880 \cdot 10^{-12}$ . Если  $\lambda T$  настолько мало, а показательная величина в знаменателе настолько велика, что единица по сравнению с ней исчезает, то получается закон излучения Вина, который справедлив в области видимого спектра для температур упорядоченных источников света и из которого получается равенство, приведенное в тексте. Планк вывел свой закон из гипотезы квантов, т. е. (386<sup>a</sup>) из допущения, что резонатор, имеющий собственную частоту колебаний  $\nu$ , всегда поглощает и испускает энергию количествами  $h \cdot \nu$ .

595. Поглощение (абсорбция). Плоскопараллельная пластинка, помещенная между источником излучения и термоэлектрическим столбиком, ослабляет интенсивность падающих на столбик лучей в отношении, которое зависит от направления, толщины и вещества пластинки, а также от природы источника излучения. Нижеприведенная таблица содержит результаты некоторых произведенных Меллони опытов по этому вопросу. Пластинки имели толщину 2,6 мм. и располагались перпендикулярно к направлению лучей. Отклонение гальванометра без пластинки принято равным 1; числа таблицы представляют наблюдавшиеся после введения пластинок отклонения. В излучении четырех взятых для исследования источников, отличающихся друг от друга преимущественно температурой, с повышением ее все больше и больше выступают более короткие волны (594) <sup>1)</sup>. Лампа Локателли представляет масляную лампу с квадратным фитилем; она оказывается самым горячим из примененных источников.

Пластинка.	Лампа Локателли.	Раскаленная платина.	Ламповая сажа (390°).	Ламповая сажа (100°).
Каменная соль . . . . .	0,92	0,92	0,92	0,92
Зеркальное стекло . . . . .	0,39	0,24	0,06	0,00
Квасцы . . . . .	0,09	0,02	0,00	0,00

Из падающих на пластинку лучей часть от нее отражается, и эта часть, например, в рассматриваемом случае перпендикулярного падения лучей для передней и задней поверхности вместе составляет почти 8% падающих лучей (561°). Из остающихся лучей часть поглощается пластинкой, а другая проходит через нее и обнаруживает свое действие на термоэлектрический столбик. Соответственно этому из таблицы можно сделать следующие выводы:

1) Каменная соль ( $NaCl$ ) пропускает почти целиком лучи всех исследованных источников; наблюдаемое небольшое ослабление обуславливается главным образом отражением. Точно так же относятся к проходящим лучам и тела, сходные в химическом отношении с каменной солью, например, сильвин ( $KCl$ ).

2) Зеркальное стекло и квасцы хорошо пропускают более короткие видимые эфирные волны, слабо пропускают более длинные

(Рис. 70 п. 594, длина волны наибольшей интенсивности

диоптр,	при 100°	500°	1000°	1500°	2000°
Полож. равна	7,7	3,7	2,3	1,6	1,3 μ.

и притом квасцы еще слабее, чем стекло. Посредством стеклянного экрана можно защитить себя от лучей, испускаемых печью.

3) Из того, что квасцы пропускают только 9% лучей, испускаемых лампой Локателли, следует, что только небольшая часть ее излучения представляет светящие видимые лучи.

Вода хорошо пропускает светящие лучи, но мало прозрачна для более длинных эфирных волн, начиная от длины 1,4  $\mu$ . Сернистый углерод, напротив, хорошо пропускает более длинные волны — до имеющих длину 4  $\mu$  — и не теряет этого свойства, если его сделать практически непрозрачным для видимых лучей посредством растворения в нем йода. Если наполненный водой бокал поместить вплотную перед воспринимающей стороной термоэлектрического столбика, освобожденной от гильзы, и направить на бокал лучи локателлиевой лампы, то они, концентрируясь, благодаря преломлению, на столбике, сильно освещают его, но вызывают малое отклонение гальванометра. Если воду заменить вышеуказанным раствором йода, то отклонение становится гораздо больше, хотя в этом случае на столбик не попадает уже никаких видимых лучей. Газы обладают слабой способностью поглощения; углекислота и аммиак поглощают сильнее воздуха.

596. Теория Прево. Пусть нагретое до 100° тело находится в безвоздушном пространстве, окруженном непроницаемой для лучей оболочкой с температурой 0°. Тогда оно будет остывать исключительно вследствие излучения. Совершающийся при этом в теле процесс, при котором теплота превращается в энергию эфирных волн, не может зависеть от свойства оболочки и в особенности от ее температуры и поэтому будет происходить таким же образом и в том случае, если оболочка тоже будет нагрета до 100°.

Но, как известно из опыта, температура тела в последнем случае не изменяется, если только оно при температуре оболочки не претерпевает никаких изменений, например, никаких химических превращений. Отсюда следует, что при этом температурном равновесии тело теряет через излучение ровно столько теплоты, сколько оно приобретает от поглощения испускаемых оболочкой лучей. Такова теория подвижного равновесия теплоты Прево.

Если часть оболочки нагрета до еще более высокой температуры, то исходящее от этой части ее излучение усиливается, а потому прирост теплоты теперь превышает ее потерю, и тело нагревается. В таком положении находится термоэлектрический столбик, воспринимающий температуру окружающей среды и подвергнутый затем к этому резистентности источника излучения, имеющего высшую температуру. И испускает

повышение температуры термоэлектрического столбика представляет, следовательно, меру разности между излучением источника и замещаемой им частью излучения окружающей среды, а не меру всего излучения источника, что надо принимать во внимание при истолковании такого рода измерений (ср. п. 588).

Если, наоборот, часть оболочки доведена до более низкой температуры, то исходящее от этой части излучение уменьшается; поэтому потеря теплоты превышает ее получение, и тело охлаждается. В таком положении находится, например, имеющий комнатную температуру термоэлектрический столбик, перед которым помещен кусок льда.

По закону Стефана-Больцмана (594<sup>a</sup>), черное тело температуры  $T_2$ , помещенное в черную оболочку температуры  $T_1$ , испытывает вследствие разности между испускаемым и получаемым излучением потерю теплоты, равную для каждого квадратного сантиметра  $1,360 \cdot 10^{-12} \cdot (T_2^4 - T_1^4)$  грамм-калорий в секунду, например, для  $t_1 = 0^\circ$ ,  $t_2 = 100^\circ$ , эта потеря составляет 0,0188 грамм-калории.

597. Закон Кирхгоффа (1859). Пусть упомянутое в предыдущем параграфе тело (Рис. 299) представляет металлический шар  $M$ , и пусть оболочка  $H$ , имеющая его температуру, будет также шарообразная, концентрическая с  $M$  и совершенно черная. Положим, что одна половина  $M$  блестящая, отполированная, а другая вычернена ламповой сажей. Способность лучеиспускания, а, следовательно, потеря теплоты через лучеиспускание, больше для зачерненной половины, чем для отполированной (593); во столько же раз должно быть больше для зачерненной половины и получение теплоты посредством поглощения падающих лучей; а так как на обе половины падает одинаковое количество лучей, то и поглощательная способность для зачерненной половины будет во столько же раз больше, чем для блестящей отполированной. Кирхгофф показал, что это соотношение имеет силу для каждого рода лучей, испускаемых и поглощаемых телом. Из испускаемых телом лучей выделим те, которые обладают определенной длиной волны, находятся в определенном состоянии поляризации и имеют определенное направление, которое устанавливается посредством поставленного перед телом диоптра (Рис. 193, п. 438). Назовем энергию указанных лучей, идущих через диоптр, способностью лучеиспускания  $E$  тела для этого рода лучей.

Положим, что из падающих на него лучей этого рода, тело погло-

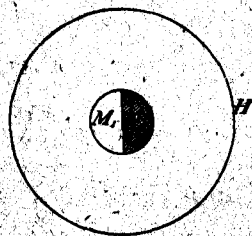


Рис. 299.

щает некоторую часть  $A$ ; назовем это  $A$  способностью поглощения<sup>1)</sup> тела для этого рода лучей.

Испускающее лучи тело, не претерпевающее никакого изменения ни от лучей, которые оно испускает или поглощает, ни вследствие каких-либо других влияний, которым оно подвергается, если его температура, благодаря притоку и оттоку теплоты, остается постоянной, называется термактивным.

Для термактивных тел имеет место закон

$$E = A \cdot e \quad (103)$$

где величина  $e$  зависит только от температуры и рода лучей, к которым она относится. Так как  $A$  для абсолютно черного тела (585) равно 1, то  $e$  — способность лучеиспускания такого тела; она больше способности лучеиспускания не черного термактивного тела, так как для него  $A$  меньше 1.

Излучение, исходящее от черного тела, по уравнению (103), имеет определенный, зависящий лишь от температуры состав и называется черным излучением (Тизен). Можно показать, что оно существует во всяком замкнутом полом пространстве, ограниченном какими-либо поставленными в одинаковые температурные условия стенками, которые не должны непременно быть черными. Действительно, если бы какое-либо место  $S$  стенки не было черным, а обладало в некоторой степени способностью отражать лучи, то, конечно, испускаемое этим местом излучение обладало бы меньшей интенсивностью, чем черное излучение, соответствующее температуре стенки; однако, этот недочет возмещался бы излучением, исходящим из других частей стенки и отраженным местом  $S$ . Поэтому, если в стенке просверлить небольшое отверстие, то излучение, выходящее через него, имело бы, в сущности, состав черного излучения. Так как в природе нет абсолютно черного тела, то описанный метод представляется единственным, с помощью которого можно осуществить черное излучение и, по способу Люммера и Прингсгейма, экспериментально изучить его законы (594<sup>a</sup>).

Существуют тела, которые светятся или испускают лучи вследствие изменений, претерпеваемых ими при постоянной температуре; такого рода тела называют аллактивными или люминисцирующими. Закон Кирхгоффа к ним не приложим. Аллактив-

<sup>1)</sup> В этом смысле блестящие металлы, отражающие почти все падающие лучи, имеют очень малую способность поглощения, хотя они производят очень сильное поглощение проникающих в них лучей.

нически светятся между прочим флюоресцирующие, фосфоресцирующие, а также некоторые другие тела, если с ними происходит некоторое химическое превращение.

598. Выводы. Из закона Кирхгоффа вытекает изложенное в п. 513 свойство спектров поглощения раскаленных газов, при предположении, что эти тела являются термактиническими самосветящимися телами.

Только при температуре около  $520^\circ$  черное тело начинает заметно краснеть от накаливания. Так как для него  $A$  имеет наибольшую величину  $= 1$ , то ниже  $520^\circ$  никакое тело не может делаться заметно красным при накаливании. Но интенсивность, с которой термактиническое тело испускает при краснокальном жаре красные лучи, пропорциональна его способности поглощения и равна нулю, если эта способность равна нулю. Это встречается у большей части газообразных тел.

Если способность поглощения термактинического тела хотя и меньше 1, но только немного изменяется с длиною волны, то такое тело называется серым, так как его излучение, по закону Кирхгоффа, хотя имеет и меньшую величину, чем у черного тела, но обладает почти тем же процентным составом<sup>1)</sup>. Однако, во многих случаях способность поглощения  $A$ , а, значит, и  $\frac{E}{e}$ , или относительная способность лучеиспускания по сравнению с черным телом, имеет для различных областей спектра весьма различные величины. Колпачек ауэровской горелки, состоящий главным образом из окиси тория, имеет, например, в ультракрасной области (до  $5 \mu$ ) очень малую относительную способность лучеиспускания, а потому охлаждается от излучения только незначительно и вследствие этого достигает в бунзеновской горелке высокой температуры. Напротив, небольшого содержания в колпачке окиси церия (меньше 1%) достаточно, чтобы повысить способность лучеиспускания в видимой области спектра до значительной величины. Оба свойства вместе обуславливают большой успех ауэровской горелки в технике освещения (Нернст и Бозе, Рубенс).

<sup>1)</sup> В смысле содержания лучей различной длины волны.



## ЧАСТЬ VIII

### ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

#### Глава 1. Электрические силы и электричество

599. **Электрические силы.** Натертая куском меха эбонитовая палочка притягивает к себе повешенный на тонкой шеллаковой нити полый бумажный шарик<sup>1)</sup>, но отталкивает его от себя после того, как он соприкоснется с ней. Сила отталкивания, о величине которой судят по производимому ею поднятию шарика, тем больше, чем ближе подносится эбонитовая палочка.

Силы, проявляемые натертой эбонитовой палочкой, называются электрическими силами, а тела, проявляющие их, — наэлектризованными, или электрическими.

600. **Электричество.** Бумажный шарик после соприкосновения с эбонитовой палочкой оказывается тоже наэлектризованным; он притягивает к себе другой бумажный шарик, подвешенный на шеллаковой нити, и отталкивает его после того, как соприкоснется с ним.

Если два таких наэлектризованных эбонитовой палочкой шарика, помещенных рядом, обнести вокруг комнаты, они все время будут сохранять свое положение по отношению друг к другу; из этого можем заключить, что действующие между ними силы отталкивания остаются неизменными при перемене места.

На основании таких опытов создается представление, что электрические силы действуют между частичками некоторого находящегося в наэлектризованных телах или на них деятеля, называемого электричеством<sup>2)</sup>, и что находящаяся между наэлектризованными телами

<sup>1)</sup> Такие шарики изготовлять довольно трудно. Опыт идет вполне хорошо с шариками из бузиной сердцевины или даже из пробки.

<sup>2)</sup> Ср., впрочем, п. 627.

среда (воздух, световой эфир), пропускающая действия этих сил, не испытывает при этом сама никаких изменений. Присоединяясь пока к этому взгляду, мы скажем: наэлектризованные тела заряжены электричеством, эбонитовая палочка уступает часть своего заряда бумажному шарик.

601. Проводники и изоляторы. Если прикоснуться к наэлектризованному шарик шеллаком или парафином, то шарик остается наэлектризованным; если же дотронуться проволокой, которую экспериментатор держит в руке, то шарик теряет свой электрический заряд.

Парафин и шеллак называют хорошими изоляторами, а металлическую проволоку — хорошим проводником электричества. Сера, янтарь, шеллак, сухое стекло, воздух, сухой или влажный — хорошие изоляторы; хорошим проводником, как видно из описанных выше опытов, является и человеческое тело.

Проводник, например, металлический брусок, может быть наэлектризован только тогда, когда он изолирован т. е. граничит со всех сторон с изоляторами.

Если между проводящим электричество телом (проводником) и проводящей электричество влажной почвой установить соединение, хорошо проводящее электричество, например, соединить тело металлической проволокой с водопроводными трубами, то говорят, что оно соединено с землей.

602. Положительное и отрицательное электричество. Описанные в п. п. 599 и 600 явления получаются и тогда, когда вместо эбонитовой палочки, натертой мехом, взять стеклянную палочку и натирать ее амальгамой; амальгаму помещают обыкновенно на кусок смазанной салом кожи. Но два тела, из которых одно заряжено электричеством эбонитовой палочки, а другое — электричеством стеклянной, натертой амальгамой, не отталкиваются, а притягиваются одно к другому. Поэтому предполагают существование двух родов электричества, которые называют электричествами стекла и смолы, положительным и отрицательным; действие электрических сил определяется тогда выражением: одноименные электричества отталкиваются, разноименные — притягиваются.

603. Электрическое влияние. Если два маленьких металлических шарика оказывают на маленькое наэлектризованное тело, при одинаковом от него расстоянии, равные, но прямопротивоположные воздействия, то это показывает, что они оба одинаково сильно заряжены положительным или отрицательным электричеством или, другими сло-

вами, заряжены равными количествами  $+e$  положительного (один шарик) и  $-e$  отрицательного электричества (другой шарик). Если шарики заставить коснуться друг друга, они оказываются после касания ненаэлектризованными; одинаковые количества положительного и отрицательного электричества взаимно уничтожают друг друга, и поэтому каждую частичку ненаэлектризованного тела можно рассматривать, как заряженную одновременно  $+e$  и  $-e$ .

Поднесем к изолированной металлической палочке  $AB$  (Рис. 300) отрицательно наэлектризованную эбонитовую палочку  $E$ ; на основании

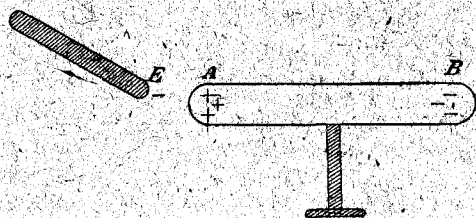


Рис. 300.

вышесказанного можно предположить в каждой точке металлической палочки одновременное существование  $+e$  и  $-e$ . Эбонитовая палочка притягивает  $+e$  и отталкивает  $-e$ , и в хорошо проводящем электричестве металле положительное электричество движется

к  $A$ , а отрицательное к  $B$ ;  $AB$  будет наэлектризовано в  $A$  положительно, в  $B$  — отрицательно. Но эти заряды очевидно вызывают в  $AB$  некоторую электрическую силу, противодействующую силе, производимой палочкой  $E$ ; поэтому заряды возрастают до тех пор, пока действие вызванной ими силы не уравнивает действия палочки  $E$ . Как только мы удалим эбонитовую палочку, разделенные электричества снова соединятся, и так как их алгебраическая сумма равняется нулю, то тело снова становится ненаэлектризованным. Говорят, что металлическая палочка электризуется от действия поднесенной к ней эбонитовой палочки через влияние, и различают иногда оба рода электричества, полученного через влияние, в этом случае положительное и отрицательное, как электричество через влияние первого и второго рода.

Кроме того, из этих рассуждений вытекает, что электрическое равновесие в проводнике возможно только при том условии, чтобы внутри проводника не действовала вовсе электрическая сила.

604. Электроскоп с золотыми листочками. В стеклянный баллон  $G$  (Рис. 301) вставляется изолированный шеллаком<sup>1)</sup> с металлический стержень  $M$  с головкой на верхнем конце и двумя легкими полосками

<sup>1)</sup> Или эбонитом, серою, янтарею.

листового золота <sup>1)</sup> на нижнем. Если приблизить к головке этого прибора отрицательно наэлектризованную эбонитовую палочку, то металлический стержень электризуется через влияние; при этом положительное электричество притягивается к головке, а отрицательное отталкивается в листочки, которые расходятся и держатся в таком положении до тех пор, пока эбонитовая палочка остается у головки электроскопа; при удалении палочки листочки вновь спадаются. Если, не убирая эбонитовой палочки, дотронуться до головки электроскопа пальцем, то отрицательное электричество уходит из стержня через тело, в то время как положительное удерживается в нем действием притяжения отрицательно наэлектризованной эбонитовой палочки. Если затем убрать сначала палец, а потом палочку, то положительное электричество распространяется и в листочки, которые разойдутся под действием его. Точно так же можно зарядить электроскоп отрицательно через влияние при помощи положительно наэлектризованной стеклянной палочки (сравни также п. 623).

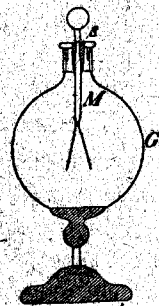


Рис. 301.

605. Испытание наэлектризованного тела посредством электроскопа. Головка слегка заряженного положительным электричеством электроскопа подносится к испытуемому телу. Если тело заряжено положительным электричеством, то оно притягивает отрицательное электричество, отталкивая положительное в листочки, вследствие чего их отклонение друг от друга увеличивается.

При отрицательно наэлектризованном теле получается обратное явление. В этом случае при дальнейшем приближении тела листочки сначала спадаются, а затем снова расходятся уже под действием отрицательного электричества, и тем больше, чем ближе поднести тело; поэтому приближение его должно производиться медленно и издали.

606. Закон сохранения электричества. Если потереть стеклянную палочку о каучук, то посредством электроскопа мы убедимся, что стекло наэлектризовано положительно, а каучук отрицательно, и можно показать, что заряды положительного и отрицательного электричества на стекле и каучуке равны друг другу. В действительности при всяком естественном процессе, результатом которого является электричество, получаются равные количества положительного

<sup>1)</sup> Можно брать так называемое сусальное золото.

и отрицательного электричества, и никогда алгебраическая сумма полученного электричества не изменяется.

607. Проведение электричества водяной оболочкой стекла. Обыкновенное тюрингенское стекло покрывается во влажном воздухе водяной пленкой (236), проводящей электричество; если держать в руке кусок такого стекла и дотронуться им до электроскопа, то он разрядится. Если нагреванием стекла удалить покрывающую его водяную пленку, то стекло становится изолятором и более не разряжает электроскопа. Поэтому стеклянные части, служащая для изоляции, нужно время от времени обрабатывать кипятком (236) и держать насколько возможно более теплыми, чем окружающее пространство.

608. Электрофор (Рис. 302) состоит из эбонитового кружка *A*, крышки *B*, т. е. металлического кружка с изолирующей ручкой *H* и формы *C*. Если наложить крышку на эбонитовый кружок, отрица-

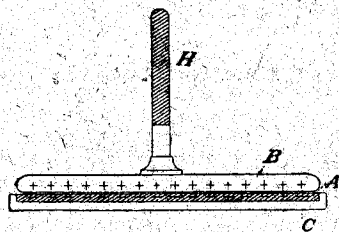


Рис. 217.

тельно наэлектризованный ударами меха, то крышка электризуется через влияние, при чем никакого разряда между крышкой и кружком не происходит. Если коснуться верхней стороны крышки пальцем, то отрицательное электричество из нее уходит, тогда как положительное электричество сначала удерживается отрицательным зарядом кружка и освобождается, как только мы снимем крышку с электрофора. Снявши крышку с кружка, из нее можно получить искру (628), при чем крышка разряжается. Так как при этих процессах заряд эбонитового кружка не изменяется, то опыт может быть повторен любое число раз. Заряд крышки представляет некоторое количество энергии, которая при разряде может быть получена в виде теплоты (п.п. 631—633); поэтому при зарядании крышки должно быть затрачено эквивалентное количество энергии.

При поднятии положительно наэлектризованной крышки производится некоторая механическая работа против действия силы электрического притяжения, оказываемого на крышку отрицательно наэлектризованным кружком электрофора, и работа эта только отчасти приобретает вновь при последующем наложении разряженной крышки, так как при наложении крышка, если она отведена к земле, содержит меньше свободного положительного электричества, чем при поднимании; если же она изолирована, то она содержит оба рода электричества, полученные через влияние положительное и

отрицательное, и производимое кружком электрофора притяжение положительного электричества отчасти компенсируется отталкиванием отрицательного; тем самым дается величина искомого эквивалента работы.

Форма уменьшает постепенно происходящий разряд кружка электрофора.

609. Электрическое притяжение незаряженных тел заряженными. Отрицательно наэлектризованная эбонитовая палочка  $E$  (Рис. 303) притягивает незаряженное тело, например, бузинный шарик, электризуя его через влияние и оказывая притяжение на более близкое к себе положительное электричество, при чем притяжение это только отчасти компенсируется силою отталкивания более удаленного отрицательного. Это служит объяснением явления, описанного в п. 599. Древние впервые наблюдали эти явления на янтаре (*ἤλεκτρον*), откуда и название электричество<sup>1)</sup>.

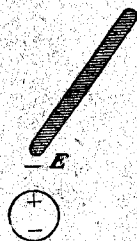


Рис. 303.

## Глава 2. Закон Кулона

610. Электрические крутильные весы (Рис. 304). На тонкой металлической проволоке  $D$  подвешивается коромысло крутильных весов, сделанное из шеллака, с позолоченным бузинным шариком  $K$  на одном конце и противовесом  $G$  — на другом. Прибор заключен в закрытый стеклянный цилиндр с приделанной к нему трубкой, ось которой совпадает с осью цилиндра. По оси этой трубки проходит проволока, поддерживающая коромысло весов. Неподвижный шар  $S$  вводится в цилиндр на изолирующей рукоятке; поворот коромысла определяется по делениям, нанесенным на стеклянном цилиндре. Верхний конец проволоки укреплен в поворачивающемся около оси цилиндра штифте, снабженном указателем  $Z$ . На окружности головки трубки тоже нанесены деления, по которым и передвигается указатель. Положением равновесия весов считается то, когда при отсутствии скручивающих усилий в проволоке, шарики  $K$  и  $S$  касаются друг друга.

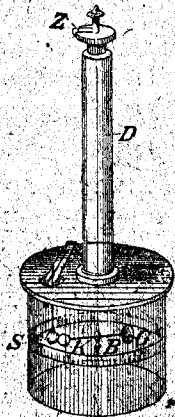


Рис. 304.

611. Сила, действующая между двумя наэлектризованными точками, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Введем заряженный не-

<sup>1)</sup> Слово „электрический“ встречается впервые у Джильберта (1600).

подвижный шар  $S$  в цилиндр; он сначала притянет к себе шарик  $K$ , а когда электрический заряд шарика  $S$  разделится между ними, оттолкнет его. В новом положении равновесия коромысла весов момент кручения проволоки<sup>1)</sup> (207), пропорциональный углу кручения ее, будет равен моменту вращения действующего между шариками отталкивания, взятому относительно оси проволоки.

В одном из опытов Кулона коромысло весов поворачивалось на  $36^\circ$  от положения равновесия (соответствующего отсутствию кручения), следовательно, проволока закручивалась на  $36^\circ$ . Для того, чтобы приблизить шарик  $K$  к шарiku  $S$  на расстояние, соответствующее углу в  $18^\circ$ , нужно было повернуть верхний конец проволоки на  $126^\circ$  и тем самым довести угол кручения (207) до величины

$$126^\circ + 18^\circ = 144^\circ = 4 \times 36^\circ.$$

Этим опытом было доказано высказанное в заголовке положение, при чем, вследствие малых отклонений коромысла, можно было не принимать во внимание того обстоятельства, что расстояния между шариками равны не дугам кругов, а соответствующим хордам, и что плечо рычага (28), на которое действовала сила отталкивания, было несколько различно при обоих измерениях.

612. Сложение электрических сил. Если уменьшить заряд неподвижного шарика вдвое, прикоснувшись к нему наэлектризованным шариком равной величины, то при неизменном заряде подвижного шарика сила отталкивания между ними будет вдвое меньше первоначальной; следовательно, сила прямо пропорциональна величине заряда. Это можно выразить и так: действие нескольких зарядов, одновременно сообщенных одному и тому же телу, равно сумме действий, вызываемых отдельными зарядами того же тела.

613. Основной закон Кулона, электростатическая единица количества электричества. Механическая сила  $F$ , проявляющаяся между двумя небольшими телами, заряженными количествами электричества  $e_1$  и  $e_2$  и находящимися друг от друга на расстоянии  $r$ , направлена по соединяющей их линии и пропорциональна

$$\frac{e_1 \cdot e_2}{r^2}.$$

1) В этом случае, повторяющемся во многих измерительных приборах, говорят что на подвешенную систему действует направляющий момент, который измеряется моментом вращения для угла отклонения равного,  $\tau$  (97).

Если мы приравняем этому выражению силу  $F$ , выраженную в абсолютных мерах (70):

$$F = \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} \quad (104)$$

то в системе CGS<sup>1)</sup> за единицу заряда или количества электричества будет принято то количество его, которое оказывает на равное количество электричества, находящееся на расстоянии 1 сант., действие с силою, равную одной дине (70). Эта единица называется электростатической единицей количества электричества и представляет абсолютную единицу. Отталкивание считается положительным, притяжение — отрицательным. Два следующих параграфа содержат математические выводы из закона Кулона.

613<sup>а</sup>. Электрическое поле, электрические силовые линии. Пространство в котором действуют электрические силы, называется электрическим полем. Электрическая сила, или напряжение поля  $\mathcal{E}$  в точке  $P$  поля представляет собою механическую силу, действующую на материальную точку, находящуюся в  $P$  и снабженную единичным положительным зарядом. Если  $\mathcal{E}$  по величине и направлению постоянно, то поле называется однородным. Линию, которая во всех своих точках имеет направление электрической силы, называют электрической силовой линией. Чтобы изобразить поле посредством силовых линий не только по направлению, но и по величине, их проводят тем гуще, чем больше напряжение поля; при этом число силовых линий, проникающих через квадратный сантиметр в перпендикулярном направлении, полагают численно равным напряжению поля  $\mathcal{E}$ . Отсюда вытекают следующие положения:

1. В поле точки, заряженной количеством электричества  $+e$ , силовые линии расходятся от  $e$  радиально во все стороны; при этом через квадратный сантиметр поверхности шара радиуса  $r$  проходят, согласно положению,  $\mathcal{E} = \frac{e}{r^2}$  силовых линий, а через всю шаровую поверхность  $4\pi r^2 \cdot \frac{e}{r^2} = 4\pi e$  силовых линий. Следовательно, от заряда  $+1$  исходят  $4\pi$  силовых линий.

2. Через поверхность, ограничивающую пространство, внутри которого находится заряд  $+e$ , проникают наружу на  $4\pi e$  силовых линий больше, чем во внутрь, а для части пространства, не содер-

<sup>1)</sup> Где в учении об электричестве идет речь об абсолютных мерах, всегда молчаливо принимается система CGS.



жащей вовсе заряда, число входящих силовых линий равно числу выходящих. Эти положения, справедливые вообще, непосредственно ясны для поля заряда, находящегося в одной точке.

Следующие положения 3-ье и 4-ое справедливы только для случая, когда поле происходит от электрических зарядов<sup>1)</sup>.

3. Если заряд  $+e$  движется по силовой линии в направлении силы от точки  $A$  к  $B$ , то электрические силы производят положительную работу, и при том ту же самую, как и на всяком другом пути, ведущем от  $A$  к  $B$ . Ср. п. 48.

4. Из 3-го следует, что электрическая силовая линия не может быть замкнутой, а из 2-го, что она не может оканчиваться в точке  $P$ , не имеющей заряда, ибо в противном случае для маленькой части пространства, включающей  $P$  и лишенной заряда, число входящих силовых линий не было бы равно числу выходящих. Силовые линии исходят, следовательно, из положительных зарядов и кончаются на отрицательных.

5. Пусть в проводнике существует электрическое равновесие. Если бы при этом некоторая часть пространства внутри проводника содержала заряд  $+e$ , то из этой части пространства наружу исходило бы больше силовых линий, чем входило бы во внутрь, и силовые линии существовали бы внутри проводника, что при равновесии невозможно (603). Внутренность проводника, следовательно, лишена заряда.

Внутри полого пространства, несодержащего заряда и ограниченного проводником, не может существовать электрической силы. В самом деле, если бы существовала силовая линия, соединяющая две точки  $A$  и  $B$  поверхности полого пространства и проходящая сквозь полость, то над электрическим зарядом при его передвижении от  $A$  к  $B$  была бы произведена работа, и притом, согласно 3, та же самая, что и на пути, соединяющем  $A$  и  $B$  и проходящем через вещество проводника; но для этого последнего пути работа равна нулю.

Итак, на поверхности полого пространства нет концов силовых линий, а вместе с тем нет и зарядов.

Отсюда вывод:

614. Электричество находится в равновесии на внешней поверхности проводника и не оказывает никакого действия в пространстве, заключенном внутри этого проводника. Для экспериментального подтверждения первого

<sup>1)</sup> См. п. 789 — выноска.

положения накладывают (Рис. 305) на изолированный заряженный шар  $K$  два охватывающие его и касающиеся при этом друг друга полушария  $H$ , снабженные изолирующими ручками. Если снять полушария с шара, то он оказывается ненаэлектризованным, при чем заряд его переходит на полушария.

Для доказательства второго положения Фарадей пользовался камерой, стенки которой были сделаны из проводника; камера, конечно, изолировалась. Фарадей помещался внутри камеры, имея при себе чувствительные электроскопы. При самых сильных зарядах, какие он сообщал камере, он не мог открыть никаких следов электричества внутри ее.

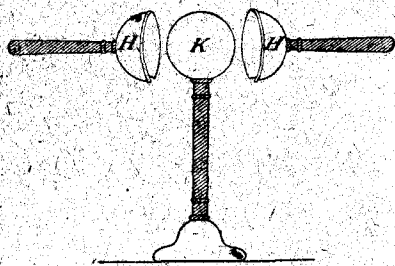


Рис. 305.

615. Плотность электричества в каком-нибудь месте поверхности заряженного проводника представляет заряд единицы поверхности, т. е. отнесенный к единице поверхности ( $10$ ) заряд этого места. Для экспериментального определения плотности электричества на поверхности пользуются маленьким металлическим кружком, укрепленным на изолирующей ручке. Кружком этим прикасаются к тому месту поверхности проводника, на котором хотят определить плотность электричества. При отнимании кружка он получает заряд, пропорциональный плотности электричества данного места. Величина этого заряда определяется потом на крутильных весах Кулона.

616. Действие острия. На сильно закругленных (выпуклых) частях поверхностей проводников, особенно же на заостренных местах или остриях поверхностная плотность очень велика. Но вместе с плотностью возрастает и электрическая сила на поверхности проводника, при чем под действием достаточно больших электрических сил всякий изолятор делается проводником. Вследствие этого через острия легко происходит разряд электричества в воздух, а потому проводник, снабженный острием, не может быть сильно заряжен.

На электроскоп (Рис. 306) навинчивается тарелка, на которую ставится проводник 1 с острием; к этому проводнику подносят заряженный  $+E$  изолированный проводник 2. Когда плотность отрицательного электричества, полученного через влияние, на острие электроскопа делается достаточно велика, то  $-e$  перетечет с 1 на 2 и нейтрализует на нем  $+e$ . По окончании этого процесса заряд второго проводника будет  $E - e$ , а на 1 проводнике будет избыток положитель-

ного электричества  $= +e$ . Можно сказать что острие всосало с кондуктора заряд  $+e$ , которым и заряжен теперь электроскоп.

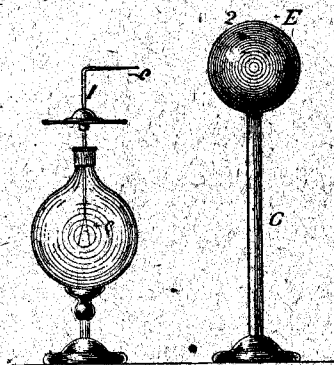


Рис. 306.

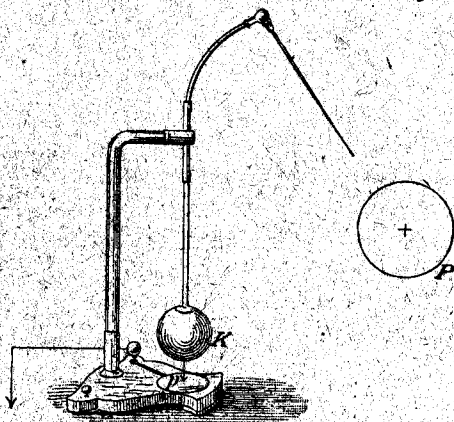


Рис. 307.

Если (Рис. 307) соединенное с землей острие приблизить к кондуктору  $P$  работающей электрической машины (617), то острие высасывает из кондуктора электричество, которое уходит в землю. Посредством указанного на рис. 307 приспособления утечка эта может быть показана: электричество перескакивает в виде искры небольшое пространство между шаром  $K$  и соединенной с землей пластинкой  $P$ .

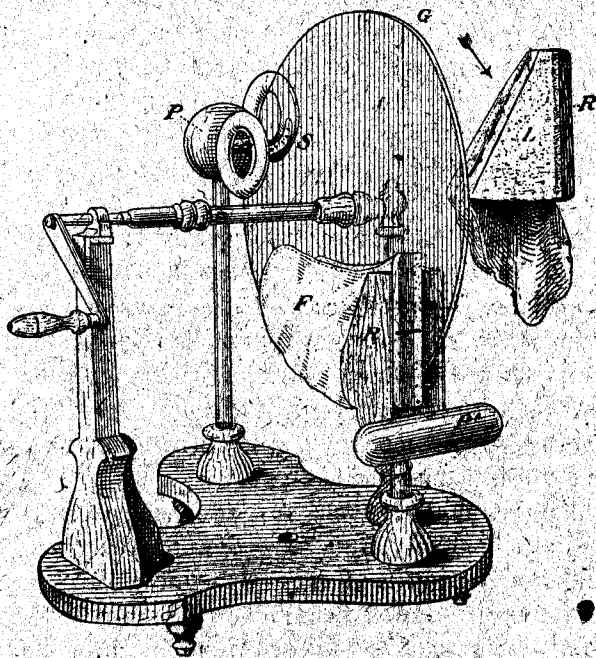


Рис. 308.

бого приспособления для трения  $R$  (Рис. 308), круг  $G$  заряжается

617. Электрическая машина с трением. При трении вращающегося стеклянного круга  $G$  о покрытые амальгамой кожаные подушки  $L$ , являющиеся главными частями осо-

положительным, а  $R$ —отрицательным электричеством, которое отводится в землю. Положительное же электричество круга вследствие всасывающего действия снабженных остриями гребней  $S^1$ ) переходит на соединенный с ними кондуктор  $P$ . Соединенный с приспособлением для трения шелковый чехол  $F$  предохраняет от перетекания положительного электричества со стеклянного круга на  $R$ . Для того, чтобы собрать отрицательное электричество на соединенном с подушками кондукторе  $P'$ , его изолируют от земли, а кондуктор  $P$  соединяют с землею.

618. Электрическая машина с влиянием (Гольца) (1875). Лакированный стеклянный круг  $G^2$ ) (Рис. 309) вращается перед неподвижным стеклянным кругом  $F$ , снабженным картонными накладками  $B_1$  и  $B_2$ . Картонные острия  $e_1$  и  $e_2$ , соединенные с накладками  $B_1$  и  $B_2$ , выступают наружу через вырезы  $A_1$  и  $A_2$  круга  $F$ . Против накладок перед вращающимся кругом  $G$  находятся гребни  $S_1$  и  $S_2$  с остриями; устройство гребней  $S$  показано отдельно на рис. 309. Передвижные латунные проволоки, соединенные металлическими стержнями с  $S_1$  и  $S_2$ , оканчиваются шариками, или электродами  $E_1$  и  $E_2$ .

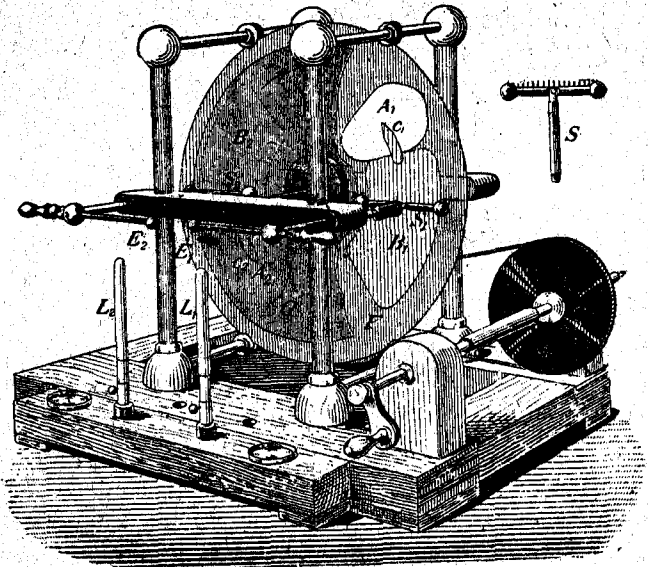


Рис. 309.

Электроды  $E_1$  и  $E_2$  сдвигаются до касания, накладка  $B_1$  заряжается наэлектризованным эбонитовым кружком отрицательно, и стеклянный круг  $G$  приводится во вращение по направлению стрелки. Отрицательный заряд накладки  $B_1$  электризует через влияние стоящий против нее гребень; вследствие всасывающего действия (616) гребня

1) На рисунке один из гребней приподнят, чтобы его можно было рассмотреть; другой стоит так, как он должен стоять при пользовании машиной.

2) На рисунке часть круга  $G$  представлена обломанной, чтобы можно было видеть находящиеся за ней части.

отрицательное электричество течет в  $E_1$ , положительное электричество первого рода, полученное через влияние, переходит с  $S_1$  на вращающийся круг  $G$ , переносится им дальше и через вырез  $A_2$  электризует через влияние соединенный с накладкой  $B_2$  картонный язычок  $c_2$ , который отдает отрицательное электричество на вращающийся круг и заряжается вследствие этого положительно.

На наэлектризованной таким образом положительно накладке  $B_2$  повторяется явление, подобное описанному на отрицательной накладке  $B_1$ , но с противоположным результатом, т. е. положительное электричество течет в  $E_2$ , нейтрализуя отрицательное электричество  $E_1$ , а отрицательное электричество передается накладке  $B_1$ , усиливая ее отрицательный заряд.

Таким образом, заряды накладок  $B_1$  и  $B_2$  все более и более возрастают до некоторого предела; практически предел этот зависит от изоляционной способности вращающегося круга, в различных местах которого находятся разноименные электричества. О величине этого предельного заряда можно судить по силе световых и звуковых явлений, которыми сопровождается перетекание электричества на остриях (искры и треск).

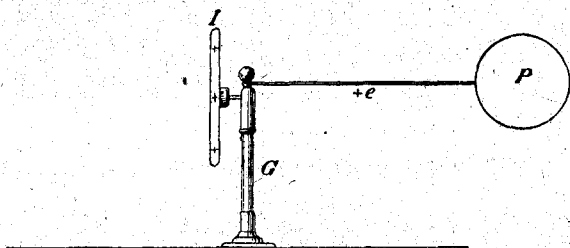
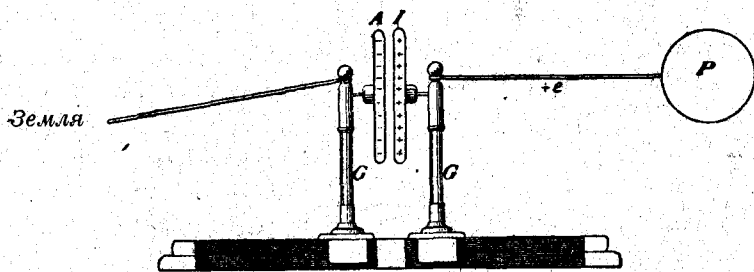
Если теперь раздвинуть электроды  $E_1$  и  $E_2$ , то описанные действия несколько убывают, так как электроды в этом случае, а с ними и гребни  $S_1$  и  $S_2$  наэлектризованы соответственно положительно и отрицательно, и получающееся через влияние электричество второго рода не может уже устраняться так полно, как прежде. При соответствующем расстоянии  $E_1$  от  $E_2$  между ними устанавливается разряд в виде искр. Пока установившийся поток искр между  $E_1$  и  $E_2$  производит частичное уравнивание полученного через влияние электричества второго рода, действие машины в соответствующей мере продолжается и прекращается только тогда, когда прекращается искровой разряд между  $E_1$  и  $E_2$ . При пользовании машиной получают индуктированные электричества второго рода, стекающие со стеклянного круга  $G$  на  $E_1$  и  $E_2$ .

Если привести машину во вращение, не сообщивши заряда накладкам  $B_1$  или  $B_2$ , и затем перестать вращать рукоятку, то круг  $G$  будет вследствие инерции кружиться; но если во время его вращения зарядить одну из накладок и тем возбудить действие электричества в машине, то круг  $G$  быстро остановится. Отсюда видно, что при вращении машины, доставляющей электричество, производится некоторая работа против электрических сил. На счет этой работы и получается электричество.

Из числа новейших конструкций в особенности следует упомянуть о машинах с влиянием Мерседес<sup>1)</sup>.

### Глава 3. Конденсатор и электрический потенциал

619. Плоский конденсатор. С кондуктором  $P$  работающей электрической машины, положительный заряд которого остается постоянным, соединяют посредством металлической проволоки металлическую пластинку  $I$  (Рис. 310<sup>a</sup>). Положительное электричество переходит на  $I$  до тех пор, пока при возросшем заряде  $I$  не уравниваются силы отталкивания, производимые на частичку электричества  $+e$  зарядами электричества на  $P$  и  $I$ . Если после этого подставить к пластинке  $I$  (Рис. 310<sup>b</sup>) параллельную ей пластинку  $A$ , соединенную с землей, то

Рис. 310<sup>a</sup>.Рис. 310<sup>b</sup>.

против слоя положительного электричества на пластинке  $I$  будет находиться слой полученного через влияние отрицательного электричества первого рода на пластинке  $A$ , действующий притягательно на частичку  $+e$ ; вследствие этого с кондуктора  $P$  на пластинку  $I$  перетечет больше электричества, чем раньше.

<sup>1)</sup> Описанная в тексте машина Гольца ныне имеет преимущественно исторический интерес, и приобретать ее ни в каком случае не следует. Самозаряжающиеся машины Фосса и Уимшерста проще машины Гольца, и их действие надежнее. Ред.

Образовавшийся на  $A$  отрицательный слой и вышеупомянутое вспомогательное действие его обнаруживают, снабжая разьединенную с кондуктором  $P$  пластинку  $I$  (Рис. 311а) электрическими маятниками; маятники под влиянием заряда пластинки  $I$  расходятся на соответствующую величину; но если к пластинке  $I$  пододвинуть (Рис. 311б) соединенную с землею пластинку  $A$ , то маятники спадают. Если после этого снабдить такими же маятниками пластинку  $A$ , предварительно изолировав ее (Рис. 311с), то маятники ее тоже разойдутся под действием отрицательного электричества.

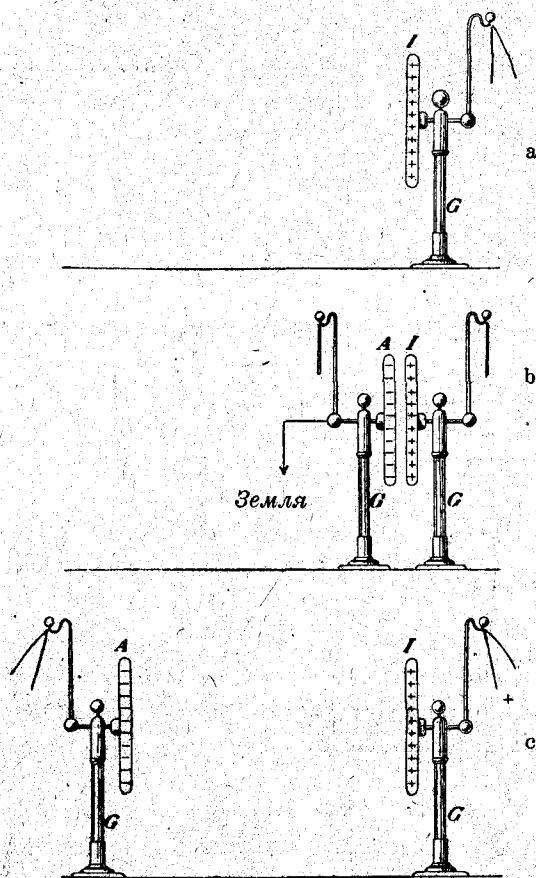


Рис. 311.

Описанный прибор называется плоским конденсатором, пластинка  $I$  коллекторной пластинкой, пластинка  $A$  — конденсационной; для того, чтобы формулировать действие конденсатора, как можно проще, пользуются понятием потенциала.

620. Электрический потенциал. Положим, поле образуется материальной точкой  $M$  (Рис. 312), заряженной  $+e$ , и пусть заряженная  $+1$  материальная точка  $P$  движется по направлению электрической силы  $MP$ ; при этом электрическая сила производит некоторую работу (42). Таким образом, точка  $P$  со своим зарядом обладает в электрическом поле потенциальной энергией так же,

как груз, находящийся над землей, обладает потенциальной энергией в поле силы тяжести (46). Энергия, или способная произвести работу сила точки  $P$  оказывается израсходованной, если точка переместится от  $M$  на бесконечно далекое расстояние, при чем произведенная элек-

трической силой работа против заряда  $P$  не зависит от пути, по которому была отнесена  $P$  на бесконечно далекое расстояние. Сравни аналогичный случай для силы тяжести (48)

Под потенциалом точки  $P$  поля понимают потенциальную энергию находящейся в  $P$  материальной точки с зарядом  $+1$ . Таким образом, потенциал какой-либо точки  $P$  электрического поля представляет работу, которую производят электрические силы при перенесении количества электричества  $= +1$  из  $P$  на бесконечно далекое расстояние от тела, образующего поле; или, другими словами, потенциал есть та работа, которую нужно произвести против электрических сил для того, чтобы перенести количество электричества  $+1$  из бесконечно далекой точки в точку  $P$ <sup>1)</sup>.

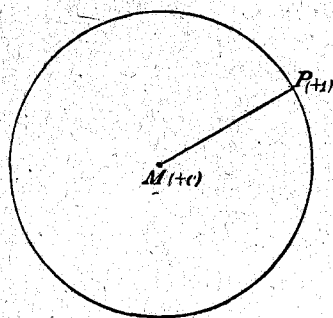


Рис. 312.

В случае, к которому относится рис. 312, потенциал в  $P = \frac{e}{r}$  (чего мы здесь не доказываем), где  $r = MP$ ; следовательно, в соответствии с определением потенциала, он отрицателен, если  $e$  отрицательно.

Если заряд  $e'$  переносится из  $P_1$  в  $P_2$ , то согласно понятию о потенциале, работа, произведенная при этом электрическими силами, равна

$$\frac{ee'}{r_1} - \frac{ee'}{r_2}$$

Если поле образуется заряженными проводниками, то действительное перенесение заряженной точки  $P$  изменяет расположение электричества на проводниках вследствие действия влияния; в приведенном выше определении при воображаемом перенесении заряженной точки предполагается неизменность электрического поля.

Если заряд, образующий поле, увеличить в каждом месте в  $n$  раз, увеличится повсюду и потенциал в  $n$  раз.

621. Поверхность равного потенциала. Работа, произведенная электрическими силами при каком-либо перемещении точки с единичным зарядом, равна как и в случае опускающегося груза (46), уменьшению потенциальной энергии, или потенциала. Отсюда на основании

<sup>1)</sup> Если поле происходит не от электрических зарядов (785, выноска), то понятие потенциала требует особого рассмотрения.



п. 42 следует, что слагающая электрических сил поля, действующих по какому-либо направлению, равна отнесенному к 1 сант. уменьшению потенциала, так называемому падению потенциала, для этого направления. Если не дано определенного направления, то всегда подразумевается направление наибольшего падения потенциала. Если точка  $P$  движется в простом случае, изображенном на рисунке 312 (620), по шару, описанному из  $M$ , то потенциал на этом пути остается постоянным, так как электрическая сила в каждой точке шаровой поверхности перпендикулярна к ней, и вследствие этого не производится никакой работы (42). Такая поверхность называется поверхностью равного потенциала <sup>1)</sup>.

622. Потенциал проводника. Наружная поверхность проводника, на котором электричество находится в равновесии, должна быть такой поверхностью равного потенциала, а потенциал на поверхности и внутри проводника должен иметь некоторую постоянную величину, которую называют „потенциалом проводника“. В противном случае, при перемещении какой-нибудь частички электричества на поверхности проводника или внутри была бы произведена работа (45). Сила, действующая на частичку заряда, направлена в изолятор перпендикулярно к поверхности проводника и поэтому не может произвести передвижения электричества. На всех проводниках, соединенных между собою проводниками, при равновесии электричества имеется один и тот же потенциал. Сравни., впрочем, п. 659.

623. Потенциал земли принимается равным нулю. Электрическими измерениями всегда можно установить только разность потенциалов, но не абсолютную величину потенциала. Электроскоп, оправа которого сделана из проволочной сетки, ставят на изолирующую подставку и соединяют металлической проволокой оправу с головкой. Такой прибор можно заряжать как угодно сильно, повышать его потенциал настолько, что из оправы можно извлекать искры, но при этом не будет происходить расхождения листочков. В действительности, по п. 614, листочки не имеют никакого заряда. Заряд и расхождение получатся только тогда, когда убрать проводник, соединяющий головку электроскопа с оправой, и либо головку наэлектризовать, а оправу соединить с землей, либо наоборот. Электроскоп дает, таким образом, разность потенциалов головки и оправы, при чем потенциал оправы имеет определенную величину только тогда, когда она представляет хороший проводник.

<sup>1)</sup> Такие поверхности называются также эквипотенциальными, или поверхностями уровня (подразумевается электрического). Ред.

Точно так же и при помощи всех остальных инструментов этого рода (электрометров) производится измерение только разности потенциалов, или напряжения, между двумя телами. На основании таких измерений можно приписать потенциалам тел какую-нибудь определенную величину только тогда, когда мы произвольно установим потенциал какого-нибудь одного тела. Принимают потенциал земли за нуль, так что потенциал какого либо проводника и напряжение этого проводника относительно земли — выражения равнозначущие.

Потенциал проводника, находящегося внутри соединенной с землею оболочки (комнаты), пропорционален его заряду; потенциалом, равным 1, (здесь мы даем это определение без доказательств), — обладает помещенный в такой очень большой оболочке маленький шарик с радиусом равным 1, которому сообщен заряд, равный 1<sup>1)</sup>.

624. Электрическая емкость  $C$  проводника представляет заряд, сообщаемый проводнику потенциал = 1, если при этом все остальные тела соединены с землей. Заряд  $e$ , сообщаемый телу потенциал  $V$ , будет, следовательно,

$$e = C \cdot V. \quad (105)$$

625. Конденсатор, двойной слой, лейденская банка. В опыте, описанном в п. 619, на кондукторе  $P$  (Рис. 310<sup>b</sup>) поддерживается работающей электрической машиной некоторый постоянный потенциал  $V$ , который принимает и пластинка  $I$  коллектора при соединении ее проводником с кондуктором (622). Для этого на пластинку  $I$  должно перейти определенное количество электричества  $e$ , пропорциональное ее электростатической емкости  $C$  (624); по п. 619, электростатическая емкость коллекторной пластинки может быть увеличена посредством конденсаторной пластинки  $A$ .

Поэтому в конденсаторах какому-нибудь проводнику сообщают большую электрическую емкость тем, что рядом с его поверхностью помещают на близком расстоянии  $d$  другой проводник так, чтобы плоскости обоих проводников были параллельны, и второй проводник соединяют с землей. Емкость единицы поверхности плоского конденсатора равна  $\frac{1}{4\pi d}$ . Действительно: в однородном поле между пластинками электрическая сила  $\mathcal{E} = \frac{V}{d}$  (621); если, далее,  $e_1$  есть по-

<sup>1)</sup> Если шарик имеет радиус в один сантиметр и заряд в одну электростатическую единицу, то его потенциал равен электростатической единице потенциала. *Ред.*

верхностная плотность на коллекторной пластинке, то из единицы поверхности исходят  $4\pi e_1$  силовых линий (613<sup>a</sup>). Отсюда  $4\pi e_1 = \frac{V}{d}$ , и для  $V=1$ ,

$$e_1 = \frac{1}{4\pi d}.$$

Затем,  $V = 4\pi d \cdot e_1$ .

Оба весьма близких один к другому заряда положительного и отрицательного электричеств на пластинках образуют так называемый электрический двойной слой напряженностью  $d \cdot e_1 = i$ . При прохождении через двойной слой по направлению от отрицательной стороны к положительной потенциал возрастает, следовательно, на  $4\pi i$ .

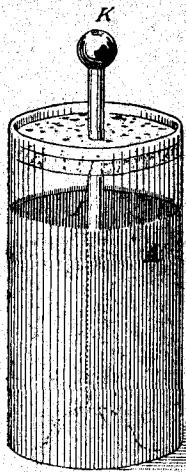


Рис. 313.

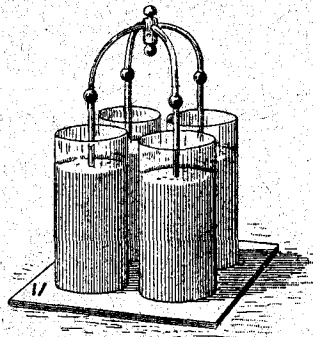


Рис. 314.

Очень употребительную форму конденсатора представляет лейденская банка, — стеклянная банка, выложенная снаружи и изнутри оловянными обкладками (Рис. 313). Головка  $K$  соединяется проводником с внутренней обкладкой  $I$ , соответствующей коллекторной пластинке конденсатора. Внешняя обкладка  $A$ , соответствующая конденсационной пластинке, соединяется с землей. Лейденская батарея (Рис. 314) состоит из нескольких лейденских банок, внутренние обкладки которых соединены проводником друг с другом, а внешние — с землей; батарея эта эквивалентна одной банке, емкость которой равна сумме емкостей отдельных банок. Электрическая емкость батареи, состоящей из  $n$  одинаковых банок, пропорциональна, следовательно, числу  $n$  банок.

626. Диэлектрическая постоянная. Фарадей нашел, что электростатическая емкость конденсатора зависит от природы находящегося между обкладками изолятора. Если представим себе, что пространство между двумя близкими друг к другу пластинками большого плоского конденсатора заполнено вместо воздуха парафином, то оказывается, что электростатическая емкость конденсатора возрастет при этом

в 2,3 раза. Это выражают, говоря, что диэлектрическая постоянная парафина в 2,3 раза больше, чем диэлектрическая постоянная воздуха<sup>1)</sup>. Следующая таблица, составленная главным образом по Больцману, содержит диэлектрические постоянные некоторых тел по сравнению с воздухом.

Воздух .....	1	Сера .....	3,8
Углекислота .....	1,00095	Слюда 1 (по Клеменчичу) ..	6,6
Парафин .....	2,3	Слюда 2 (по Бути) .....	8
Эбонит .....	3,2		

627. Теория Фарадея-Максвелля. С теорией, изложенной в п. 600, согласно которой роль изоляторов, находящихся в электрическом поле, ограничивается только тем, что они не пропускают электрических сил, не согласуются изложенные в п. 626 факты, открытые Фарадеем при помощи другой теории. По Фарадею, в электрическом поле по направлению силовых линий получается натяжение (13), которое, по Максвеллю, в каждом месте пропорционально квадрату электрической силы; по направлению же, перпендикулярному к силовым линиям, существует давление. Средой, в которой находятся эти напряжения, является не что иное, как световой эфир. Поэтому каждая часть находящегося в электрическом поле светового эфира стремится сжаться по направлению силовых линий и расширяться по направлениям, к ним перпендикулярным. В начальной и конечной точках силовой линии, т. е. в заряженных электричеством местах, приходится представлять себе световой эфир прочно связанным с весомой материей.

Против точки  $A$  (Рис. 315), заряженной  $+e$ , находится точка  $B$ , заряженная  $+e'$ . Вообразим описанный около точки  $B$  небольшой

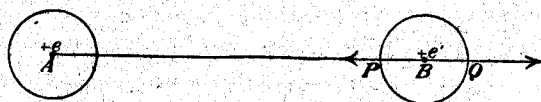


Рис. 315.

шар; механическое действие, которое испытывает точка  $B$  в производимом точкою  $A$  электрическом поле, представляет равнодействующую натяжений, производимых окружающим эфиром на тот эфир, кото-

<sup>1)</sup> Можно доказать, что сила притяжения двух наэлектризованных шаров при перенесении их из воздуха в парафин должна уменьшиться в 2,3 раза. При определении единицы электричества (613) предполагалось, что средой, в которой находятся заряды, служит воздух (строго говоря, пустое пространство).

рый заключается внутри шара и, как предполагается, прочно связан с точкою  $B$ . Исходящие из  $B$  электрические силы имеют в  $P$  и  $Q$  одинаковую величину, но они ослабляются в  $P$  и усиливаются в  $Q$  силами, исходящими из  $A$ . Поэтому электрическая сила и натяжение эфира, действующее на шаровую поверхность по направлению стрелок, больше в  $Q$ , чем в  $P$ , вследствие чего  $B$  будет стремиться удаляться от  $A$  так, как будто бы они отталкивались друг от друга. Если же  $A$  наэлектризовано положительно, а  $B$  отрицательно, то, наоборот, натяжение в  $P$  будет больше, чем в  $Q$ , и точки  $B$  и  $A$  будут стремиться приближаться одна к другой, как будто бы они взаимно притягивались.

По этой теории электрические силы не представляют сил, действующих на расстоянии, но распространяются через световой эфир, и электрическая энергия находится в этом эфире, а не на заряженных проводниках. Преломление света доказывает, что присутствие какого-нибудь вѣсомого вещества изменяет свойства эфира; отсюда становится понятным рассмотренное в п. 626 специфическое действие изолятора, или диэлектрика, между двумя обкладками конденсатора<sup>1)</sup>.

#### Глава 4. О разряде лейденской батареи

628. Искровой потенциал. Из двух находящихся в воздухе, стоящих друг против друга шаров один соединяется с землею, а другой заряжается, при чем потенциал его постепенно возрастает. Тогда электрическая сила между шарами возрастает, наконец, до такой величины, что перед ней отступает изоляционная способность воздуха, и путем образующейся между шарами (электродами) искры происходит разряд. Потенциал заряженного шара, при котором происходит искровой разряд, называется искровым потенциалом; для шаров в 1 сант. диаметром, при 1 сант. кратчайшего расстояния между их поверхностями, потенциал в обыкновенном воздухе достигает 27000 вольт (731).

Между моментами образования искрового потенциала и искрового разряда протекает некоторое время, которое можно измерить; оно называется задержкой искрового разряда и особенно велико в сухом воздухе. Опыт показывает, что здесь не происходит искрового разряда

<sup>1)</sup> По теории Максвелля, и в чистом эфире (вакууме) происходят движения „электричества“ (названные Максвеллем токами смещения), хотя там и нет никаких электрических зарядов. Следовательно, в этой теории следует резко различать понятия электричества и электрического заряда. „Смещение электричества“, вызванное в диэлектрике электрической силой (напряжением поля), подобно деформации, вызванной в упругом теле приложенным к нему извне усилием.

при возникновении искрового и даже значительно высшего потенциала, если потенциал этот держится очень недолго. Задержку можно уничтожить, производя слабое разряжение; для этого на пространство между электродами, которое проходит искра, направляют сильные рентгеновские или беккерелевские лучи (851 и 853), вследствие чего воздух между электродами становится слабым проводником. Для той же цели отрицательный электрод (катод) подвергают действию сильных ультрафиолетовых лучей, вследствие чего по Гальваксу, отрицательное электричество медленно разряжается в воздух. Опыт Гальвакса легко удаётся с сухо вытертой, амальгмированной цинковой пластинкой. Сравни также п. п. 751, 818—844.

629. Разряжение лейденской банки. Разрядник (Рис. 316) представляет металлическую дугу  $k_1 D k_2$  с шарниром у  $D$  и двумя шариками  $k_1$  и  $k_2$  на концах. У шарика  $D$  приделана ручка  $H$ , изолированная от дуги разрядника стеклянным стержнем  $G$ .

Если приложить  $k_2$  к наружной обкладке заряженной банки и приблизить  $k_1$  к головке  $K$  ее внутренней обкладки на так называемое ударное расстояние, то между  $K$  и  $k_1$  перескакивает искра, при чем банка разряжается почти нацело. Искра, вследствие относительно большого заряда, получается очень яркая, и разряд происходит с сильным треском. Если соединить проводник  $k_1$  и  $K$ , то банка оказывается ненаэлектризованной; если же после этого изолировать внутреннюю обкладку, то по истечении некоторого времени в банке снова оказывается маленький заряд, дающий небольшую искру при разряде; заряд этот называется остаточным зарядом.

При разряде банки внутренняя обкладка теряет свой заряд, например,  $+E$  при положительном заряде. Процесс этот можно объяснить различным образом; можно представить, например, что по соединительной дуге, представляющей проводник, связывающий вну

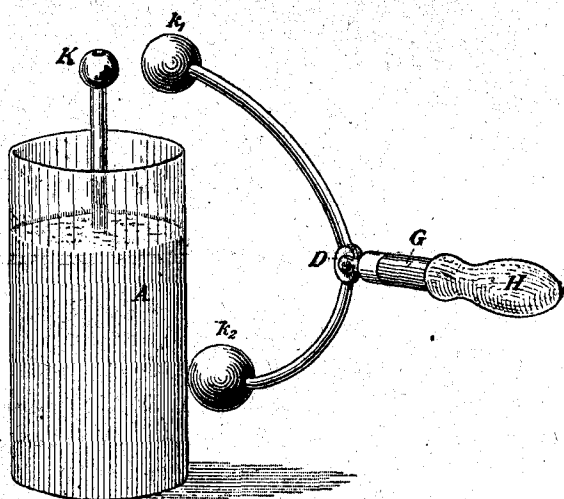


Рис. 316.

тренную обкладку с внешней, перетекает количество  $+E$  электричества изнутри наружу и нейтрализует здесь  $-E$ ; можно думать, что перетекает  $+1/2 E$  изнутри наружу и  $-1/2 E$  снаружи внутрь. Во всяком случае, при разряде по соединительной дуге проходит электрический ток.

630. Постановка опыта, мерительная банка. При опытах с разрядами лейденских банок пользуются приведенной на рис. 317 комбинацией

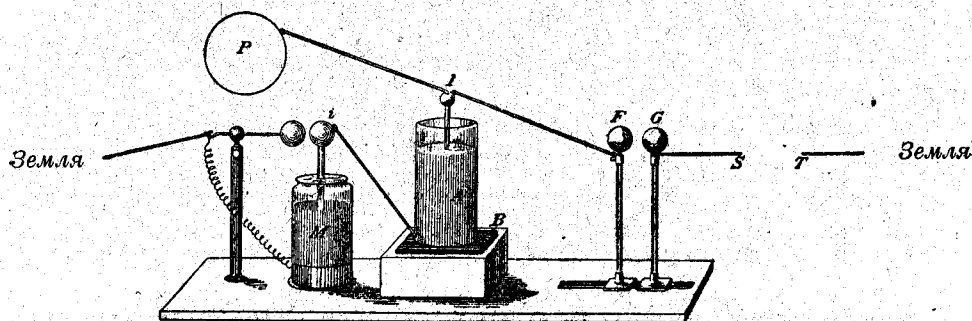


Рис. 317.

приборов. Самый опыт ведут следующим образом. Внутреннюю обкладку заряжаемой банки  $A$  соединяют с кондуктором  $P$  машины трения, или лучше с одним из электродов  $E_2$  машины Гольца (618), другой электрод которой  $E_1$  соединен с землей. Для того же, чтобы измерить сообщенный банке  $A$  заряд, внешняя обкладка ее не соединяется с землей, но банка  $A$  ставится на изолирующую подкладку  $B$ , и ее внешняя обкладка соединяется у  $i$  с внутренней обкладкой мерительной банки  $M$ , т.е. маленькой лейденской банки, внешняя обкладка которой соединяется с землей. Шарики, соединенные проводниками с обкладками банки  $M$ , устанавливаются на соответствующем расстоянии (головка банки  $i$  и стоящий слева от нее шарик на рисунке). Если  $A$  заряжена положительно, то полученное через влияние положительное электричество второго рода перетекает на внутреннюю обкладку мерительной банки, заряжая ее до наступления в ней искрового потенциала, после чего происходит разряд мерительной банки. Для того, чтобы эта банка получила нужный для наступления этого потенциала заряд, на внутреннюю обкладку банки  $A$  должно перетечь некоторое количество электричества  $+E$ . Второй разряд мерительной банки произойдет тогда, когда на внутреннюю обкладку банки  $A$

перейдет опять  $+E^1$ ); потому заряд банки  $A$  пропорционален числу искр, полученных на мерительной банке.

$F$  и  $G$  — изолированные передвижные шарики, которые можно сближать и удалять друг от друга;  $T$  — соединено с землей, между  $S$  и  $T$  помещаются тела, которые хотят подвергнуть действию разряда.

631. Тепловое действие разряда лейденской банки. Тонкая платиновая проволока, помещенная между  $S$  и  $T$  (Рис. 317), может быть раскалена докрасна и даже расплавлена при разряде банки; действительно, ток разряда развивает теплоту в каждом проводнике, по которому он проходит. Для измерения количества производимой разрядом теплоты пользуются электрическим воздушным термометром конструкции Рисса (Рис. 318). Воздух шара  $K$  заперт водяной нитью  $w$  термометра; проходящая в шаре проволока  $d$  включается между  $S$  и  $T$  в соединительную дугу и отдает развивающуюся в ней при разряде банки теплоту воздуху шара. Воздух, расширяясь выдвигает водяную нить наружу на расстояние, пропорциональное измеряемой теплоте тока.

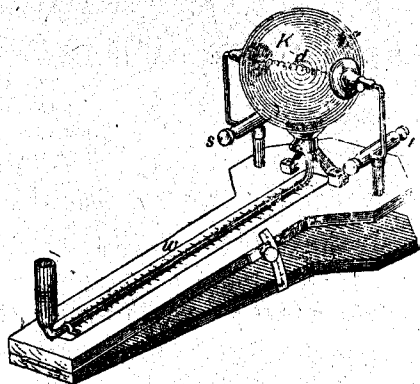


Рис. 318.

При помощи опытов Р и сс нашел, что количество  $W$  тепла, развивающегося в металлической проволоке при разряде лейденской батареи, прямо пропорционально квадрату заряда  $e$  и обратно пропорционально числу банок, а следовательно (625), электростатической емкости  $C$  батареи:

$$W = \text{const} \cdot \frac{e^2}{C} \quad (106)$$

632. Работа заряжения. Чтобы понять этот закон, нужно принять во внимание, что при заряжении батареи, именно, при приведении в

<sup>1)</sup> Строго говоря, несколько меньшее количество электричества, так как мерительная банка не разряжается искрой нацело (629); поэтому — точнее, первой искре банки  $M$  соответствует несколько большее количество электричества, чем каждой из последующих искр.

<sup>2)</sup> Выражения, как (106), содержащие, кроме букв (и чисел), еще множитель *const.* (константа, постоянная), указывают на пропорциональность обозначенных в левой и правой частях уравнения величин, при чем коэффициент пропорциональности не разыскивается; о нем известно лишь, что он — величина неизменная.



движение машины Гольца, затрачена работа против электрических сил (618), и работа эта собрана в батарее в виде потенциальной энергии. Если бы во время процесса заряжения количеством электричества  $e$  потенциал внутренней обкладки был неизменным и равным  $V$ , то работа заряжения по п. 620 была бы равна  $Ve$ . На самом деле при процессе заряжения потенциал возрастает от 0 до  $V$  так, что равным приростам заряда соответствуют равные приросты потенциала. Отсюда как в п. 75, заключаем, что работа заряжения  $A$  имеет такую величину, какая соответствовала бы тому случаю, когда при процессе заряжения потенциал оставался бы постоянным и равным  $\frac{V}{2}$ , т. е.

$$A = \frac{1}{2} Ve = \frac{1}{2} V^2 C = \frac{1}{2} \frac{e^2}{C} \quad (107)$$

Согласно третьей форме, работа заряжения прямо пропорциональна квадрату заряда  $e$  и обратно пропорциональна электростатической емкости  $C$ ; последний результат можно уяснить себе тем соображением, что при заряжении какой нибудь пластинки определенным количеством электричества частички электричества должны располагаться на ней тем теснее, чем меньше поверхность пластинки.

При разряде батареи потенциальная энергия, которой обладала заряженная батарея, исчезает. При этом получается, главным образом, теплота; не принимая во внимание получаемых кроме того небольших количеств энергии, можно сказать, что теплота тока пропорциональна работе заряжения. Это установлено опытами Рисса на основании уравнений (106) и (107), если принять, что общая теплота тока пропорциональна теплоте, развиваемой каждым отрезком соединительной дуги.

633. Теплота искр. Теплота, производимая искрой лейденской банки, сообщает чрезвычайно высокую температуру небольшому количеству воздуха, находящегося на пути искры. Спектральный анализ электрического света показывает, что даже очень тугоплавкие металлы, при пропускании между ними искры, дают небольшое количество своих паров.

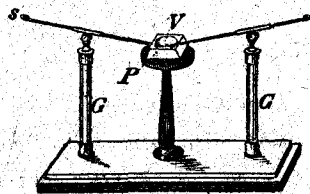


Рис. 319.

Чтобы воспламенить посредством искры порох, его насыпают в углубление  $V$  парафиновой пластинки  $P$  (Рис. 319); образуемая между электродами  $s$  и  $t$  искра бьет в порох. Если соединительная дуга вся из металла, то порох будет разбросан, но не воспламенится; если же

в дугу включен какой-нибудь плохой проводник, например, влажный шнурок, то искра будет не так ярка, но порох не расбрасывается, и теплота искры оказывается достаточной для его воспламенения.

634. Треск искры происходит от того, что давление того воздушного канала, в котором проходит искра, вследствие моментального нагревания, возрастает; следствием этого является резкий толчек, передаваемый окружающему воздуху и воспринимаемый ухом в виде звуковой волны.

635. Продолжительность искры, колебательный разряд. Продолжительность искры лейденской банки—величина во всяком случае очень малая, так как наблюдаемый при ее свете в темной комнате быстро вращающийся круг, раскрашенный в разные цвета, кажется неподвижным, т. е. за время прохождения искры между электродами не успевает сколько-нибудь заметно повернуться. Но когда Уитстон наблюдал отражение горизонтальной искры лейденской банки в зеркале, вращающемся чрезвычайно быстро около горизонтальной же оси (288), он видел изображение искры вытянутым в виде вертикальной ленты; значит, за время прохождения искры зеркало успевало сделать заметный поворот. По быстроте вращения зеркала и ширине ленты Уитстон нашел продолжительность наблюдавшейся им искры равной  $\frac{1}{24000}$  секунды.

Феддерсен повторял этот опыт (1859) с неслишком большими электрическими сопротивлениями (671) при улучшенных приборах; при этом световая лента распадалась во вращающемся зеркале на несколько отдельных полос, т. е. получался, следовательно, ряд искр. На самом деле в данном случае—как это заключил еще в 1847 году Гельмгольц на основании закона сохранения энергии—электрические токи идут в ту и другую сторону между обкладками банки, получается так называемый колебательный разряд. Результаты, полученные Феддерсеном, были подтверждены Пальцовым и Эттингеном посредством других опытов. Ср. п. 795<sup>a</sup>.

636. Молния. Обыкновенная зигзагообразная молния обладает всеми свойствами искры лейденской банки; на такой искре, если она достаточно длинна, также можно наблюдать зигзагообразную форму. В действительности молния представляет электрический ток, посредством которого разряжаются заряженные электричеством грозовые облака.

Но и при ясном небе пространство у земной поверхности представляет электрическое силовое поле, конечно, сравнительно слабое;

оно обнаруживает обыкновенно такие свойства, как будто бы земля заряжена отрицательно. До сих пор не может быть дано надежного объяснения ни этого слабого, ни сильного электрического поля, наблюдаемого во время грозы.

637. Громоотвод. Если молния ударит в дом, то она идет в нем по самому неправильному пути, определить который заранее невозможно; при этом она может произвести пожар и убить людей вследствие физиологического действия на нервную систему. Если же на крышу дома поставить высокий металлический заостренный прут, громоотвод, и посредством толстой проволоки соединить его с землей, то молния, ударив в него, совершенно безопасно для здания, уходит в землю. Чтоб устранить побочные разряды, большие металлические массы строений соединяются проводниками с громоотводом.

Внутри пустого железного помещения, в которое ударила молния, не может возникнуть никаких электрических сил, так как мы предполагаем, что законы равновесия электричества имеют силу и для данного случая (614). Поскольку это предположение можно признать близким к истине, такое помещение и без громоотвода представляет достаточную защиту от молнии и может служить пороховым складом.

## Глава 5. Постоянные магниты и магнитные поля

638. Магнитная полярность. Закаленная сталь может быть путем соответствующей обработки (756) превращена в магнит,<sup>1)</sup> и в качестве такового она обладает следующими свойствами.

Длинный, тонкий, прямой магнит, — линейный магнит, насаженный, как компасная стрелка, на острие, становится так, что концы его приблизительно указывают на юг и север. Конец магнита, направленный на юг, называют южным концом его, направленный на север — северным. Если на другом магните тоже определены южный и северный концы, то оказывается, что одноименные концы магнитов отталкиваются друг от друга, разноименные — притягиваются один к другому. Поскольку магнит обнаруживает на обоих концах противоположные свойства, мы говорим, что магнит проявляет полярность, или что он поляризован.

639. Полярность самых маленьких частей магнита. Если разломать линейный магнит на несколько частей, то эти части оказываются

<sup>1)</sup> В природе встречается железная руда — магнитный железняк — обладающая постоянными магнитными свойствами, приобретенными ею в отдаленную геологическую эпоху.

в свою очередь поляризованными и, как бы малы они ни были, они оказываются все же магнитами с северным и южным концом. Это приводит к представлению, что магнит поляризован в своих мельчайших частях. Назовем маленькую поляризованную частичку молекулярным магнитом и будем пока объяснять поляризацию тем, что в двух точках молекулярного магнита, его полюсах, сконцентрированы равные количества двух агентов, которым мы приписываем свойства, подобные свойствам обоих электричеств.

640. Основной закон Кулона. В прямолинейном ряду одинаковых по силе молекулярных магнитов (Рис. 320) каждые два сталкиваю-



Рис. 320.

щихся между собою полюса уничтожают действия друг друга по отношению к окружающему пространству, так что остаются только действия конечных полюсов ряда. Равномерно намагниченный магнит обладает приблизительно свойствами такого прямолинейного ряда, и им можно поэтому пользоваться для нахождения закона, по которому два полюса магнита действуют друг на друга. Посредством крутильных весов Кулон нашел, что сила действия двух полюсов друг на друга обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Поэтому, если принять сложение магнитных сил (612), то получим основной закон действия магнитных сил в соответствии с основным законом действия электрических сил (613), выражающийся формулой:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (108)$$

где  $F$  представляет выраженную в динах механическую силу, с которою действуют друг на друга два магнитных полюса с напряжениями или количествами, магнетизма  $m_1$  и  $m_2$  на расстоянии  $r$  сант. друг от друга. За единичный полюс принимается, на основании уравнения (108), тот, который на равный ему, находящийся от него на расстоянии 1 сант., оказывает действие, равное одной дине; это — абсолютная единица полюса (70). Закон (108) подтверждается всеми магнитными измерениями.

641. Магнитное поле, так же, как и электрическое (613<sup>a</sup>), по величине и направлению определяется напряжением поля и силовыми линиями. Пусть  $\mathfrak{H}$  будет сила поля в  $P$ , тогда на находящийся в  $P$  полюс, напряжение которого равно  $m$ , действует механическая сила

$F = \oint t$ ; здесь  $\oint$  вместе с  $t$  и  $F$  выражена в абсолютных мерах. Абсолютная единица напряженности магнитного поля в системе CGS носит название „гаусс“ ( $G$ ) по имени математика Гаусса, который первый выразил эту величину в абсолютной мере.  $10^{-5} G$  обозначается через  $\gamma$ .

642. Магнитные силовые линии. Рис. 321 изображает магнитное поле, производимое линейным магнитом  $AB$ , или, по п. 640, двумя могущими заменить его полюсами  $A$  и  $B$ . Единица полюса северного магнетизма, находящаяся в этом поле, в каждой точке поля подвергается действию сил, оказываемому на нее

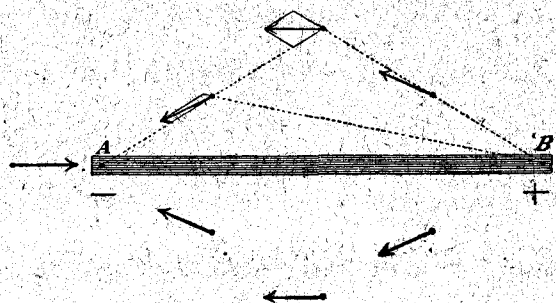


Рис. 321.

точками  $A$  и  $B$ , согласно закону Кулона. Для сил этих могут быть, по закону параллелограмма сил (20), найдены равнодействующие, направление которых показано на рисунке стрелками; так могут быть теоретически определены силовые линии магнитного поля.

Небольшой, свободно движущийся линейный магнит, в котором можно принимать во внимание лишь оба его полюса и на который действует только магнитная сила поля, устанавливается по направлению действия этой силы. Так как на оба полюса его действуют силы, направленные в противоположные стороны, то он может быть употреблен для экспериментального определения силовых линий магнитного поля.

Для того, чтобы исходя из этого принципа, дать наглядное представление о расположении силовых линий, магнит  $AB$  покрывается картонным листом, на который насыпают железных опилок. Частички железа превращаются в магниты (762), и, если уменьшить трение их о картон легким постукиванием по нему, располагаются по направлению силовых линий. Рис. 322 изображает получаемую при этом картину.

643. Любой магнит в однородном поле. Если мы назовем свободным такой магнетизм, который не уничтожается находящимся по соседству противоположным магнетизмом (640), то оказывается, что вообще в каждом магните имеется свободный магнетизм не в двух только точках, как это принималось в п. 640, но в очень многих. Так, например, в северной половине  $N$  магнита, имеющего форму бруска (Рис. 323),

распределяется обыкновенно северный свободный магнетизм, а в южной его половине  $S$  — свободный южный.

Если такой магнит находится в однородном магнитном поле с напряженностью  $\mathfrak{H}$ , то на количества  $m_1, m_2, m_3, \dots$  северного свободного магнетизма действуют параллельные силы  $\mathfrak{H} \cdot m_1, \mathfrak{H} \cdot m_2, \mathfrak{H} \cdot m_3, \dots$ . Их равнодействующая, по п. 32, равна их сумме и ее можно представлять себе, при всяком положении магнита, приложенной в центре  $B$  параллельных сил (33). Этот центр может быть определен так же, как и в том случае, когда  $m_1, m_2, m_3, \dots$  были бы весо-

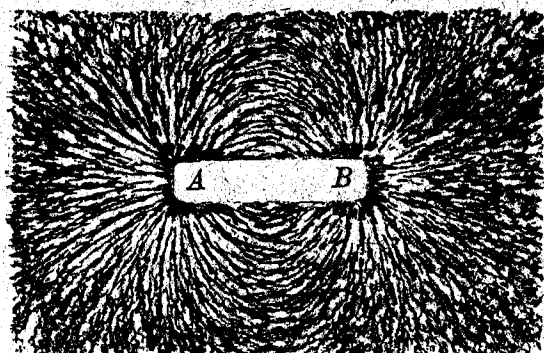


Рис. 322.

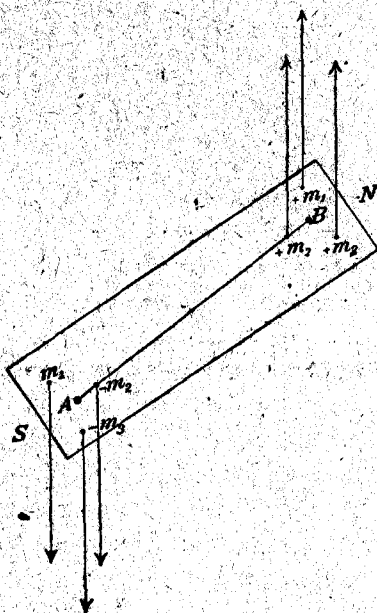


Рис. 323.

мые массы (34); он может быть поэтому обозначен, как центр массы свободного северного магнетизма, и называется северным полюсом магнита. То же самое значение для свободного южного магнетизма имеет южный полюс  $A$ .

Поэтому в однородном поле каждый магнит может быть в наших рассуждениях заменен его полюсами, если представить, что в них соответственно сконцентрированы свободный южный и северный магнетизм.

Находящаяся в однородном магнитном поле стальная полоса производит на чашку весов одно и то же действие независимо от того, намагничена эта полоса или нет. Отсюда следует, что силы, действующие по противоположным направлениям на оба полюса, имеют одинаковую величину, или что напряжения обоих полюсов равны друг другу.

Если

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots = m,$$

то  $m$  представляет напряжение полюса; линия, соединяющая полюсы, называется магнитной осью; расстояние  $l$  между полюсами называется полюсным расстоянием; произведение напряжения полюса на полюсное расстояние называется магнитным моментом  $M$  магнита, так что

$$M = m \cdot l \quad (109)$$

Свободно движущийся в однородном поле магнит, по предыдущему, устанавливается своей осью по направлению магнитных сил поля.

644. Магнитная сила, действующая по оси короткого линейного магнита. Пусть рис. 324 изображает магнит; как это выяснено в п. 640, он может быть заменен двумя полюсами; пусть, далее,  $A$  — южный полюс



Рис. 324.

магнита,  $B$  — его северный полюс,  $AB$  — полюсное расстояние  $= l$ ,  $m$  — напряжение полюса,  $C$  — центр магнита, т. е. точка, лежащая на оси магнита в равном расстоянии от обоих его полюсов. Пусть, затем,  $P$  — некоторая точка на оси и  $PC = r$ ; обозначим через  $R$  магнитную силу в  $P$ , т. е. силу, действующую в  $P$  на магнитную единицу северного полюса. Северный полюс  $B$  возбуждает, по закону Кулона, в точке  $P$  направленную по  $CP$  магнитную силу

$$\frac{m}{BP^2} = \frac{m}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2};$$

южный полюс  $A$  — направленную в противоположную сторону силу

$$\frac{m}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2}.$$

Равнодействующая  $R$  обеих сил направлена по  $CP$  и выражается:

$$R = \frac{m}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{m}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{m}{r^2 \left(1 - \frac{l}{2r}\right)^2} - \frac{m}{r^2 \left(1 + \frac{l}{2r}\right)^2}.$$

Если  $\frac{l}{r}$  чрезвычайно мало в сравнении с единицей, то можно написать:

$$R = \frac{m}{r^2} \left(1 + \frac{l}{r}\right) - \frac{m}{r^2} \left(1 - \frac{l}{r}\right) = \frac{2ml}{r^3},$$

или, так как  $ml$  представляет собою магнитный момент  $M$  магнита, то

$$R = \frac{2M}{r^3}. \quad (110)$$

645. Земной магнетизм. По п. 638, пространство на земной поверхности представляет магнитное поле; согласно опыту, оно может быть рассматриваемо на довольно больших протяжениях, например, в пределах целых городов, как однородное — по исключению нарушающих эту однородность больших масс железа.

646. Элементы земного магнетизма. Магнитным меридианом какого-нибудь места называется вертикальная плоскость, проведенная по направлению земных магнитных сил данного места. Склонением  $\delta$  данного места называется острый угол между магнитным и астрономическим меридианом; наклонение  $i$  представляет острый угол между направлением магнитных сил земли и горизонтальной плоскостью. Напряжением магнитного поля земли называют обыкновенно величину магнитных сил земли и обозначают ее через  $T$ ; горизонтальная слагающая  $T$  называется горизонтальным напряжением  $H$ . Таким образом,

$$H = T \cdot \cos i. \quad (111)$$

Если  $V$  представляет вертикальную слагающую магнитной силы земли, то  $\operatorname{tg} i = \frac{V}{H}$ . Склонение, наклонение и напряжение называются элементами земного магнетизма.

647. Стрелка склонения. Магнитная палочка или магнитная стрелка, в роде компасной, вращается совершенно свободно, насаженная посредством агатового колпачка на острие из твердой стали (рис. 325<sup>a</sup>). Находясь только под действием силы тяжести, стрелка находится в равновесии во всяком положении, в котором вертикальная линия,

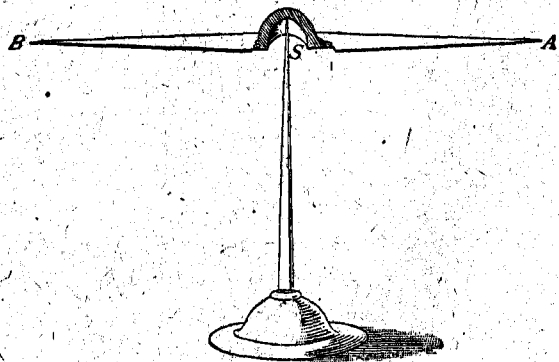


Рис. 325<sup>a</sup>.



проведенная через центр тяжести ее, проходит через точку опоры; устраивают так, чтобы в этом положении стрелка лежала горизонтально. Вертикальная слагающая силы земного магнетизма стремится вывести ее из этого положения, но вследствие своей крайне малой величины не может произвести сколько-нибудь заметного под-

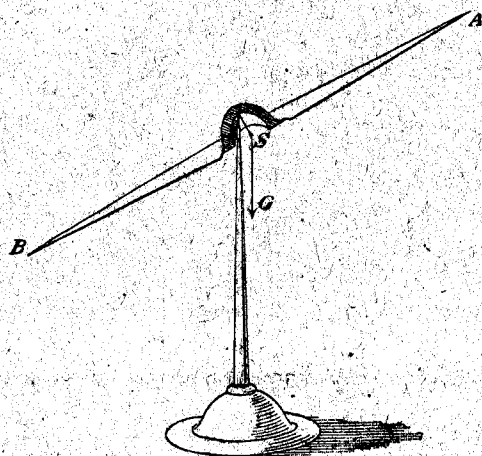


Рис. 325 б.

нятия центра тяжести стрелки в новое положение, указанное на рис. 325<sup>б</sup>. Напротив, горизонтальная слагающая, которой сила тяжести не препятствует, ставит ось стрелки по направлению магнитного меридиана. Следовательно, если стрелка вращается в горизонтальной плоскости по кругу с делениями, на котором отмечено направление астрономического меридиана, и если геометрическая ось стрелки совпадает с магнитной, то склонение может быть отсчитано по кругу. Поэтому стрелку, подвешенную на подобие компасной, называют стрелкою склонения.

Смотря по тому, к востоку или к западу отклоняется северный конец стрелки от проведенного через центр ее астрономического меридиана, склонение называется восточным или западным.

В среднем за 1921 год в Потсдаме склонение было западным и составляло  $7^{\circ}18',9$ . Если известна величина склонения, то при помощи стрелки склонения может быть определено астрономическое положение юг—север, т. е. направление астрономического меридиана (компас).

648. Отклонение магнитной оси от геометрической. Если магнитная ось  $AB$  (Рис. 326) образует с геометрической осью  $CD$  неизвестный угол  $w$ , то по направлению магнитного меридиана  $SN$  становится магнитная ось; между тем отсчет на круге производится по геометрической оси стрелки, уклоняющейся от магнитного меридиана на угол  $w$ . Если стрелку перевернуть, т. е. повернуть на  $180^{\circ}$  около ее геометрической оси, то магнитная ось придет в положение  $A'B'$ , в котором она образует с магнитным меридианом угол  $2w$ . Магнит поворачивается, следовательно, на угол  $2w$ , и геометрическая ось  $CD$  отклоняется от меридиана на угол  $w$  в другую сторону. Отсчи-

тывают на круге новое направление  $CD$ ; искомое направление меридиана  $SN$  оказывается посредине между старым и новым направлением  $CD$ . Следовательно, если стрелка склонения устроена так, что ее можно переворачивать, то можно освободиться от предположения, что ее

геометрическая ось совпадает с магнитной.

649. Стрелка накло-  
нения. Рис. 327 пред-  
ставляет плоскую магнит-

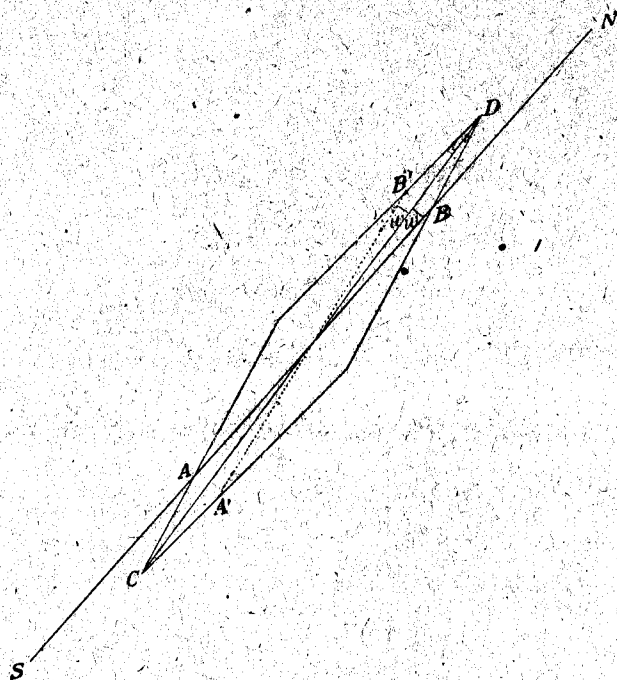


Рис. 326.

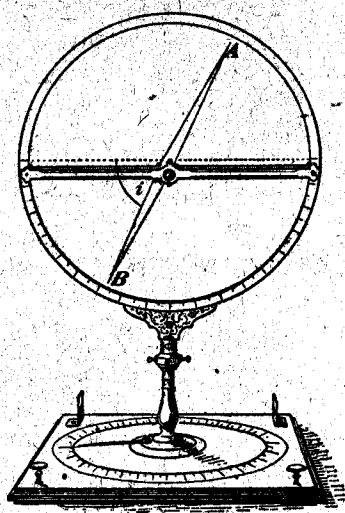


Рис. 327.

ную стрелку  $AB$ , вращающуюся около оси, проходящей через ее центр тяжести, вследствие чего стрелка является независимой от силы тяжести. Если ось вращения такой стрелки поставить перпендикулярно к магнитному меридиану, то магнитная ось стрелки примет положение, совпадающее с направлением магнитных сил земли, при чем к северу от „магнитного экватора“ (655) северный полюс станет ниже горизонтальной плоскости, проходящей через ось стрелки. Наклонение отсчитывается по вертикальному кругу с делениями. Так как магнитная ось стрелки никогда не проходит точно через ее центр тяжести, то, благодаря именно этому обстоятельству, показания стрелки изменяются: 1) при поворачивании ее на  $180^\circ$  около геометрической оси и 2) при перемагничивании, при чем ее северный и южный конец меняются местами. Из обоих отсчетов каждый раз берется среднее.

В 1921 году наклонение в Потсдаме было в среднем  $66^{\circ}34',5$ .

650. Определение горизонтального напряжения производится по Гауссу, посредством комбинации двух опытов, которые мы называем опытом колебаний и опытом отклонений.

651. При опыте колебаний определяют продолжительность колебаний подвешенного на нити магнита. Мы не принимаем во внимание силы кручения нити и предполагаем, что магнитная ось магнита горизонтальна. В положении равновесия магнита его магнитная ось лежит в плоскости магнитного меридиана  $NS$  ( $A_1B_1$  на рис. 328); поворачивая магнит около вертикальной нити, как около оси, его выводят из положения равновесия на угол  $\varphi$ , при чем ось его занимает положение  $AB$ . На полюсы  $A$  и  $B$ , напряжение которых пусть будет  $m$ , действуют в поле горизонтальной слагающей механические силы  $mH$  по направлению стрелок. Действующие в этом же направлении моменты вращения этих сил относительно нити ( $C$ ) суть:  $mH \cdot BC \cdot \sin \varphi$  и  $mH \cdot AC \cdot \sin \varphi$ , а сумма их:

$$mH(AC + BC) \cdot \sin \varphi = mH \cdot AB \cdot \sin \varphi.$$

Но  $m \cdot AB$  представляет магнитный момент  $M$  магнита, а потому действующий на него момент вращения выразится

$$M \cdot H \cdot \sin \varphi.$$

Момент вращения, пропорциональный синусу угла отклонения, действует и на физический маятник, теория которого (107), примененная к данному случаю, определяет продолжительность колебания магнита по формуле

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{M \cdot H}}, \quad (112)$$

где  $K$  представляет момент инерции по отношению к оси вращения.  $K$  может быть определено, для чего опыт колебаний производят вторично, увеличивая момент инерции на какую-либо определенную величину. Из уравнения (112) следует:

$$M \cdot H = \frac{4\pi^2 \cdot K}{T^2}. \quad (112^a)$$

652. Опыт отклонений. Магнит отвязывают и приближают его в восточно-западном магнитном положении к маленькой компасной стрелке  $A_1B_1$  (Рис. 329) так, чтобы его ось пересекала центр стрелки

(первое главное положение Гаусса). Стрелка вследствие этого уклоняется от меридиана на некоторый угол  $\varphi$  и приходит в положение  $A'B'$ . При вычислении этого угла мы предполагаем стрелку настолько малой, что в пределах ее оказываемые на нее магнитом действия магнитных сил по величине и направлению остаются постоянными,

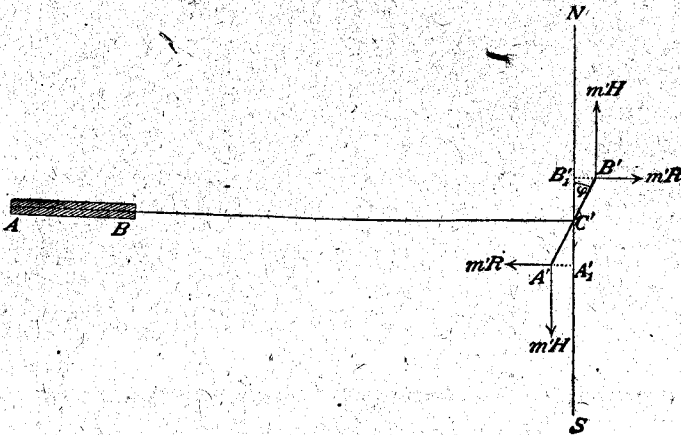


Рис. 329.

т. е. теми же, что и в ее центре  $C'$ . Но тут сила эта направлена по  $BC'$  перпендикулярно к меридиану и — если рассматривать магнит, как короткий линейный магнит — имеет, согласно п. 644, величину:

$$R = \frac{2M}{r^3}.$$

На полюсы  $A'$  и  $B'$ , напряжение которых пусть будет  $m'$ , в поле магнитной силы  $R$  действуют по направлению стрелок силы, равные  $m'R$ . Сумма действующих в одну сторону моментов вращения этих сил относительно оси вращения ( $C'$ ) стрелки равна:

$$Rm' \cdot B'C' \cdot \cos \varphi + Rm' \cdot A'C' \cdot \cos \varphi = Rm' \cdot A'B' \cdot \cos \varphi = RM' \cos \varphi,$$

так как  $m' \cdot A'B'$  представляет магнитный момент  $M'$  стрелки.

В противоположном направлении действует момент вращения земного магнетизма, который стремится повернуть стрелку обратно и, по п. 651, равен  $M' \cdot H \cdot \sin \varphi$ . Следовательно, условие равновесия будет:

$$M' \cdot R \cdot \cos \varphi = M' H \cdot \sin \varphi,$$

или

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{H}.$$

(113)

Следовательно, отклонение  $\varphi$  не зависит от магнитного момента  $M$  стрелки.

Если подставить вместо  $R$  его значение  $\frac{2M}{r^3}$ , то получим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2M}{H \cdot r^3},$$

или

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 \cdot \operatorname{tg} \varphi}{2}. \quad (113^a)$$

653. Выражение горизонтального напряжения в абсолютной мере. Если разделить (112<sup>a</sup>) на (113<sup>a</sup>), то магнитный момент  $M$  магнита, которым мы пользовались при опытах, выпадает, и мы получаем:

$$H^2 = \frac{8 \pi^2 \cdot K}{T^2 \cdot r^3 \cdot \operatorname{tg} \varphi}. \quad (114)$$

Так как стоящие в правой части равенства величины выражены в абсолютных мерах, то  $H$  по этому уравнению определяется в абсолютных мерах. В 1921 году  $H$  в Потсдаме составляло в среднем 0,18591 гаусса.

654. Метод зеркального отсчитывания Поггендорфа и Гаусса. На рисунке 330  $ab$  представляет маленькое плоское вертикальное зеркало, прикрепленное к какому-нибудь телу, вращающемуся около вертикальной оси, например, к магниту, по возможности ближе к его оси вращения,  $ST$  — горизонтальная шкала,  $F$  — астрономическая зрительная труба; горизонтальная проекция ее оптической оси перпендикулярна к шкале. Зрительная труба направлена на мнимое, отражаемое зеркалом  $ab$  изображение шкалы. При начальном положении зеркала изображение нулевого деления шкалы, лежащего в вертикальной плоскости, проведенной через ось трубы, должно совпадать с точкой пересечения нитей трубы. Если затем магнит, а вместе с ним и зеркало, повернется на угол  $w$ , то в точке скрещивания нитей трубы окажется изображение деления  $A$ , и если  $OA = a$  и  $OM = d$ , то (439)

$$\operatorname{tg} 2w = \frac{a}{d}. \quad (115)$$

Этот часто употребляемый способ применяется, например, для определения угла  $\varphi$  при опытах отклонений (652), если вместо компасной стрелки пользуются подвешенным на нити магнитом.

Часто вместо плоского пользуются вогнутым зеркалом, которое отбрасывает на шкалу действительное изображение какой-либо светящейся линии (нить лампочки накаливания), передвигающееся по шкале при вращении зеркала (объективное зеркальное отсчитывание).

655. Земля, как магнит. После того, как метод Гаусса дал возможность измерить напряжение земного магнетизма различных мест одной и той же мерой, именно абсолютной мерой, на многих местах земной поверхности были определены элементы земного магнетизма. В общем и целом магнитные силы земли проявляются в этих опытах так, как будто бы земля представляет магнит, южный полюс которого лежит в северном, а северный — в южном полушарии, и магнитная ось которого образует с земной осью угол приблизительно в  $12^\circ$ . Наклонение в северном полушарии вообще убывает к экватору; оно равно нулю на так называемом магнитном экваторе, который не вполне совпадает с экватором географическим, а дальше на юг наклоняется ниже горизонта уже южный полюс магнитной стрелки. Из наблюдений можно прийти к выводу Гаусса, что в сущности действие магнитной силы земли производится телом земного шара; однако, происходит эта сила, вероятно, не от магнитных металлов, а от электрических токов, проходящих в земле (677).

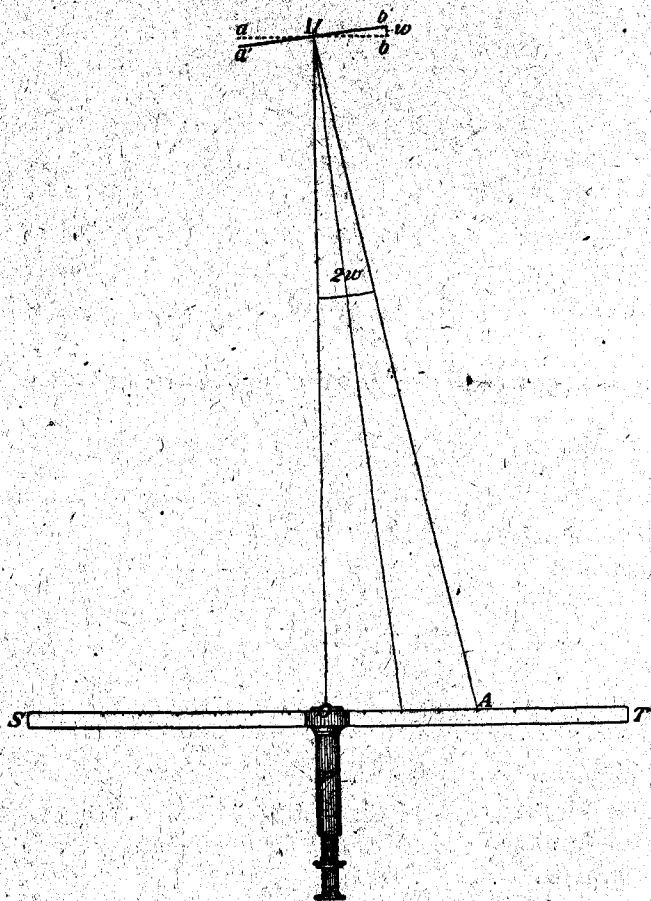


Рис. 330.

656. Элементы земного магнетизма изменяются с течением времени. За большие промежутки времени в элементах земного магнетизма происходят непрерывные, так называемые вековые изменения. Так, например, в Париже было:

Склонение в 1580 г.  $11^{\circ} 30'$  вост. 1851 г.  $20^{\circ} 25'$  запад.  
 Наклонение „ 1661 „  $75^{\circ}$ , 1851 г.  $68^{\circ} 35'$ .

В Потсдаме вековые изменения, приходящиеся на один год, в промежутке 1920—1921 г. достигали для западного склонения  $-10',5$ , для наклона  $+1',2$  и для горизонтальной слагающей напряжения  $-0,00015 \Gamma = 15 \gamma$ .

Кроме того, происходят маленькие периодические колебания, например, в течение дня, которые нужно принимать во внимание при пользовании магнитными силами земли для измерений<sup>1)</sup>.

### Глава 6. О разомкнутых гальванических элементах

657. Квадрантный электрометр Томсона. Представим себе круглую цилиндрическую коробку, разделенную двумя взаимно перпендикулярными, проходящими через ее ось плоскостями на четыре равные части, или квадранта. Четыре таких квадранта (Рис. 331), установленные изолированно на стеклянных ножках  $G$ , соединены попарно проводником, при чем проводники соединяют противоположные квадраты  $Q_1, Q_1$  с одной стороны и  $Q_2, Q_2$  — с другой.

В образуемом квадрантами полем пространстве движется подвешенная на двух (36) шелковых нитях, электрически изолированная, так называемая стрелка<sup>2)</sup>, т. е. легкая алюминиевая пластинка  $N$ , форма которой показана на рисунке. Прикрепленная к стрелке платиновая проволока  $p$  погружается одним концом в изолирующий, наполненный концентрированной серной кислотой стеклянный сосуд  $G$ . К стрелке прикреплено для отсчитываний зеркальце  $z$ , движения которого наблюдаются при помощи шкалы и зрительной трубы (654).

Весь прибор помещается в металлическом, соединенном с землею ящике, где вследствие присутствия серной кислоты все

<sup>1)</sup> Кроме периодических изменений (суточных и годовых), элементы земного магнетизма испытывают по временам гораздо большие изменения непериодические. Это случается во время так называемых магнитных бурь, совпадающих с особенно сильным развитием полярных сияний и появлением значительных солнечных пятен. Такие магнитные бури охватывают весь земной шар.

<sup>2)</sup> Ей дают обыкновенно форму лемнискаты или бисквита.

стеклянные подставки сухи и вследствие этого являются хорошими изоляторами<sup>1)</sup>.

Для определения посредством этого инструмента малых разностей потенциалов стрелке сообщают высокий потенциал. Лучше всего это достигается тем, что проволоку  $n$ , соединенную проводником с серной кислотой, соединяют с одним из полюсов многочленной гальванической батареи (663), другой полюс которой соединен с землею. Тела, разность потенциалов которых нужно измерить, соединяются каждое с одной парой квадрантов  $Q_1$  или  $Q_2$  при помощи проводников  $q_1$  или  $q_2$ . Пусть стрелка будет заряжена положительно, а квадранты — одна пара положительно, а другая отрицательно (Рис. 331). На стрелку действуют электрические силы, которые по закону Кулона (613) пропорциональны произведениям большого заряда стрелки на заряды квадрантов; поэтому даже тогда, когда заряды квадрантов малы, силы эти относительно велики. Под действием этих сил стрелка поворачивается по направлению стрелки на рисунке и приходит в равновесие, когда возрастающий по мере ее отклонения момент вращения бифилярного подвеса (36) делается равным моменту вращения электрических сил. Наблюдаемое при помощи зеркала отклонение стрелки — при малых углах поворота — пропорционально разности

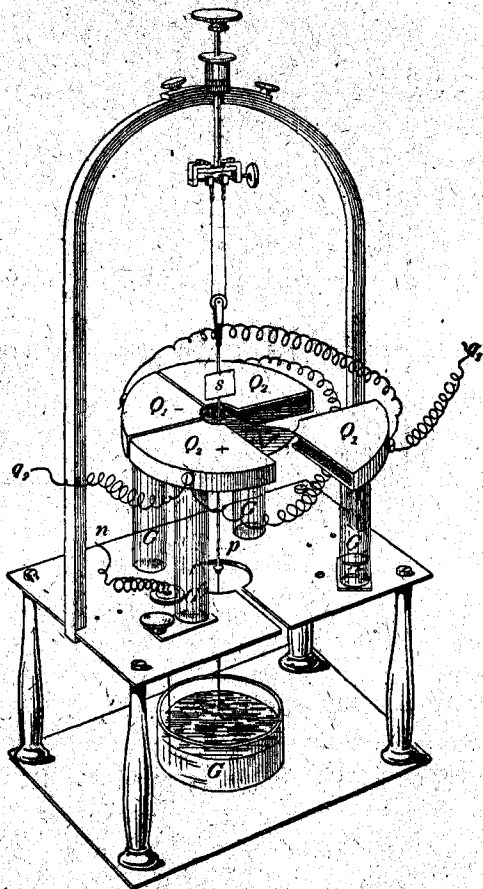


Рис. 331.

<sup>1)</sup> В новейших электрометрах изоляция достигается тем, что стекло везде заменено янтарем.



потенциалов квадрантов, если потенциалы эти представляют только малые дроби потенциала стрелки<sup>1)</sup>.

658. Гальванический элемент. Две пластинки — медная *K* и цинковая *Z* (Рис. 332) погружаются в налитый в стеклянный сосуд *G* раствор горькой соли ( $MgSO_4$ ). Этот прибор называется гальваническим элементом, цинковая и медная пластинки — соответственно цинковым и медным полюсами элемента<sup>2)</sup>. Будучи соединены с квадрантным электрометром Томсона, оба полюса обнаруживают разность потенциалов, которая не зависит от формы и величины

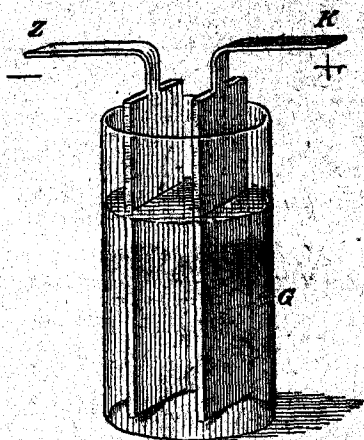


Рис. 332.

приведенных в соприкосновение тел, а обуславливается только их природой; при этом медный полюс всегда положителен относительно цинкового.

659. Электродвижущая сила. Так как при электрическом равновесии потенциал проводника имеет некоторую постоянную величину (622), то разность потенциалов полюсов элемента может получиться только вследствие того, что потенциал в местах соприкосновения различных тел изменяется скачками. Это изменение вызывается имеющимся на поверхности соприкосновения двух проводников *A* и *B* двойным электрическим слоем (625); он получается вследствие действующих здесь так называемых электродвижущих сил, которые перемещают, например, положительное электричество с *A* на *B*. Влияние различных действующих в элементе электродвижущих сил выражается в том, что положительное электричество перемещается через элемент с цинка на медь. Таким образом, в то время, когда медный полюс электризуется положительно, а цинковый — отрицательно, получается разность потенциалов, движущая электричество в противоположном направле-

<sup>1)</sup> Чаще стрелка подвешивается не на шелковом бифиларе, а на тонкой серебряной (или платиновой) нити, при чем направляющей силой является сила кручения нити.

<sup>2)</sup> Рис. 332а показывает схематическое изображение гальванического элемента, применяемое в дальнейшем изложении.

нии и возрастающая до той величины, при которой она поддерживает электродвижущую силу элемента в равновесии. Эта величина ее, измеряемая электрометром, представляет меру электродвижущей силы элемента. По п. 621, она может быть представлена также, как работа, затраченная электрическими силами на то, чтобы перенести единицу положительного заряда с положительного медного полюса на отрицательный цинковый.

660. Расчет наблюдаемой на электрометре разности потенциалов. На рисунке 333 соприкасающиеся друг с другом проводники, в том порядке, как они следуют один за другим, изображены отрезками прямой линии, а величина потенциала каждой точки — перпендикуляром к этой линии

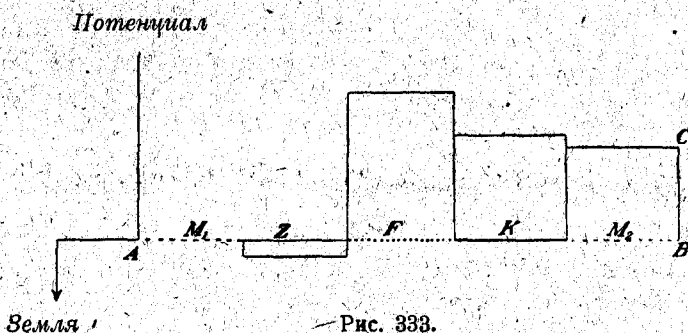


Рис. 333.

восстановленным в данной точке.  $M_1$  и  $M_2$  представляют сделанные из одного и того же металла  $M$  пары квадрантов электрометра. Предварительно предположим, что  $M_1$  соединена с  $Z$  цинковой проволокой, а  $M_2$  — с  $K$  медной проволокой, хотя, как это будет показано в п. 661, род металла проводника здесь не имеет значения. Потенциал пары квадрантов 1, соединенной с цинком и землей, равен нулю. Он испытывает при переходе к цинку скачкообразное увеличение, называемое электродвижущей силой между цинком и металлом  $M$  этой пары квадрантов; это увеличение обозначается через  $(Z, M)$  и на рисунке принято за отрицательное. Так же возрастает потенциал при переходе из цинка в раствор соли  $F$  на величину  $(F, Z)$ , при переходе от  $F$  к меди на величину  $(K, F)$ , на чертеже принятую отрицательной, при переходе от меди к соединенной с нею изолированной паре квадрантов 2 — на величину  $(M, K)$ . Вся измеренная на электрометре разность потенциалов  $E$ , изображенная на чертеже перпендикулярном  $BC$ , равна, следовательно,

$$(Z, M) + (F, Z) + (K, F) + (M, K),$$

или, если переписать в ином порядке,

$$E = (M, K) + (K, F) + (F, Z) + (Z, M). \quad (116)$$

661. Проводники первого и второго рода. Если удалить из элемента раствор соли, привести в соприкосновение цинковый полюс с медным и соединить снова полюсы с парами квадрантов, то разность потенциалов последних будет равна нулю.

То есть,

$$0 = (M, K) + (K, Z) + (Z, M)$$

или, так как

$$(Z, K) = -(K, Z),$$

то

$$(Z, K) = (Z, M) + (M, K). \quad (117)$$

О трех проводниках  $A, B, C$ , электродвижущая сила которых относительно друг друга удовлетворяет этому условию, именно, что

$$(A, B) + (B, C) = (A, C).$$

говорят, что они следуют закону ряда напряжений, или что они представляют проводники первого рода<sup>1)</sup>. К ним принадлежат, главным образом, металлы и углерод в его проводящих электричество видоизменениях. Если проводник  $B'$ , введенный в такую комбинацию вместо  $B$ , не удовлетворяет этому условию, то он не подчиняется закону ряда напряжений и называется тогда проводником второго рода. Проводниками второго рода являются растворы солей, вообще все те химически сложные тела, которые разлагаются электрическим током (п. 697 и след.). Вследствие этого проводники второго рода называются также электролитами, а проводники первого рода — неэлектролитами. В гальваническом элементе можно пользоваться вместо одного проводника второго рода несколькими, соприкасающимися друг с другом проводниками этого рода.

Принимая во внимание (117), равенство (116) можно написать так:

$$(E) = (Z, K) + (K, F) + (F, Z) \quad (118)$$

Наблюдаемая на электрометре разность потенциалов, являющаяся мерой для электродвижущей силы элемента, не зависит, таким образом, от металла квадрантов и, по уравнению (118), равна сумме взятых

<sup>1)</sup> Этот закон носит название закона Вольты. Вольт ввел деление проводников на два рода.

по одному) направлению электродвижущих сил, действующих на местах соприкосновения различных проводников элемента.

Затем, из уравнения (117) вытекает, что включение проволоки из какого-либо металла между полюсом элемента и соединенной с этим полюсом парой квадрантов, например, включение медной проволоки между цинковым полюсом и соединенной с ним парой квадрантов, не оказывает влияния на наблюдаемую по электromетру разность потенциалов.

662. Определение гальванического элемента. Гальванический элемент, по предыдущему, состоит из двух проводников первого рода, отделенных друг от друга одним или несколькими проводниками второго рода. Оба проводника первого рода называются полюсами элемента; разность потенциалов полюсов разомкнутого элемента является мерой его электродвижущей силы (в дальнейшем обыкновенно обозначаемой э. д. с.). Последняя равна сумме электродвижущих сил, действующих на поверхностях соприкосновения отдельных противников; силы эти не зависят от формы и величины взаимно соприкасающихся проводников и обуславливаются только их природой.

До сих пор не удалось еще измерить посредством безупречного метода электродвижущие силы, действующие на отдельных местах соприкосновения, или разложить  $E$  на ее отдельные слагаемые. Рис. 333 построен поэтому на основании отчасти произвольных допущений.

Не лишним будет заметить, что для данного элемента только разность потенциалов полюсов представляет определенную величину, тогда как сами величины потенциалов полюсов могут быть приняты какими угодно, лишь бы эти величины давали указываемую электromетром разность.

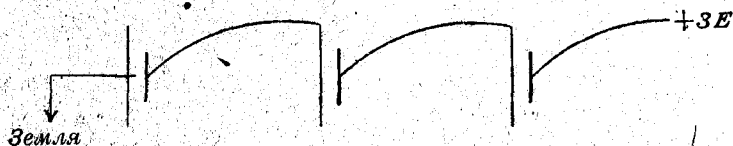


Рис. 334.

663. Гальваническая батарея из  $n$  элементов, соединенных последовательно. Несколько гальванических элементов, из которых каждый обладает электродвижущей силой  $E$ , могут быть соединены последовательно, т. е. так, что цинковый полюс следующего элемента каждый раз соединяется с медным полюсом предыдущего (Рис. 334). При прохождении через каждый элемент, по п. 661, потенциал возрастает на  $E$ ; разность потенциалов конечных полюсов, т. е. э. д. с. батареи, состоящей из  $n$  элементов („ $n$ -членной“), равна, следовательно,  $n \cdot E$ .

664. Гальваническая батарея из  $n$  элементов, соединенных параллельно. Цинковые полюсы  $n$  элементов могут быть соединены друг с другом и тем приведены к одинаковому потенциалу (622); тогда и потенциалы различных медных полюсов не отличаются друг от друга, и их общая величина не меняется, если их соединить проводником. Говорят, что

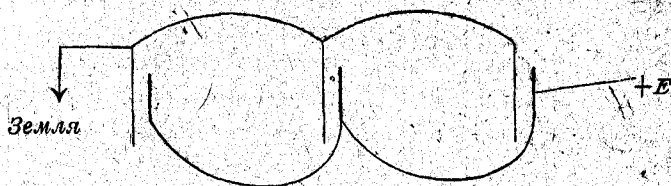


Рис. 335.

при таком расположении (Рис. 335) элементы соединены параллельно. Разность потенциалов между общим цинковым и общим медным полюсами, т. е. э. д. с. батареи, состоящей из  $n$  параллельно соединенных элементов, равна, следовательно, э. д. с.  $E$  отдельного элемента. Сравни п. 674.

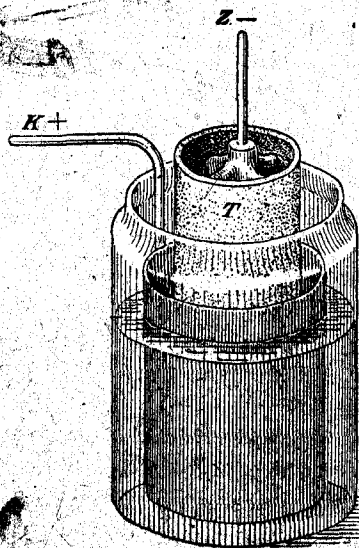


Рис. 336.

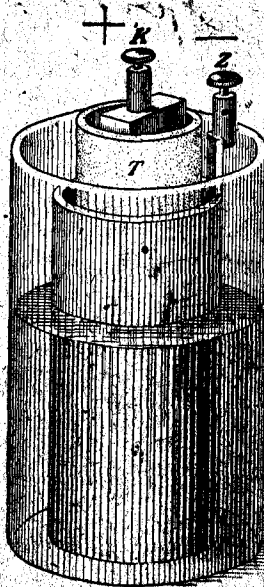


Рис. 337.

665. Непостоянные и постоянные элементы. Элемент называется непостоянным или постоянным, смотря по тому, падает или остается неиз-

менной его э. д. с: в то время, когда он доставляет ток (724)<sup>1)</sup>. Описанный в п. 658 элемент представляет элемент непостоянный. Постоянными элементами являются элементы Даниэля и Бунзена, для которых употребляются два жидких электролита, отделяемых друг от друга пористой глиняной перегородкой *T* (Рис. 336 и 337), проницаемой для жидкостей. В элементе Даниэля (Рис. 336) цинк помещается в раствор сернокислого цинка или в разбавленную серную кислоту, медь же — в концентрированный раствор медного купороса. В элементе Бунзена (Рис. 337) цинк помещается в разбавленную серную кислоту, а медь заменена проводящим электричество углем, погруженным в концентрированную азотную кислоту. В свинцовом аккумуляторе цинк заменен свинцом, а медь перекисью свинца; электролитом служит разведенная серная кислота. Рис. 338 представляет свинцовый аккумулятор, состоящий

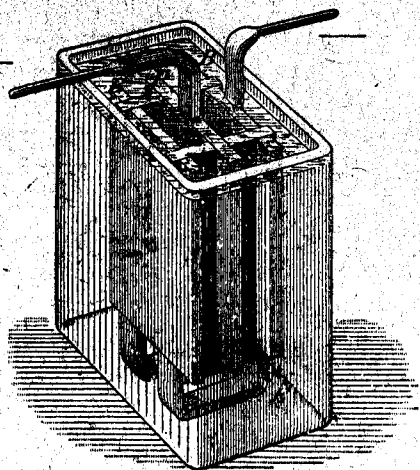


Рис. 338.

из двух соединенных между собою металлическим проводником свинцовых пластинок *B* и одной свинцовой же пластинки *P*, покрытой перекисью свинца и изолированной от двух первых эбонитовыми прокладками *E* (сравни п. 718).

666. Нормальные элементы. Электродвижущая сила большинства элементов, в которых употребляется только один электролит, с течением времени изменяется, даже если от них и не получают тока. Во многих случаях эта изменчивость происходит от поглощения электролитами атмосферного кислорода. Элемент Кларка не имеет этого недостатка и поэтому может служить сравнительным, или нормальным элементом. На рисунке 339 изображен такой элемент, запаянный в стеклянный сосуд, имеющий *H*-образную форму. Медь заменена ртутью (*Hg*), над которой находится смесь твердой сернокислой закиси ртути (*Hg<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>*) с сернокислым цинком. Цинковый полюс состоит из чистого цинка или (Рис. 339) чистой цинковой амальгамы. Электролитом служит концентрированный раствор сернокислого цинка,

<sup>1)</sup> или включен в цепь, замкнут, т. е. его полюсы соединены друг с другом с помощью проводника первого рода. Ред.

налитого в оба колена вверх кристаллов этой соли. Впаянные снизу сосуда платиновые проволоки представляют проводники к полюсам ( $Hg$  и  $HgZn$ ).

Кадмиевый элемент устраивается так же, как и элемент Кларка, но вместо цинка ( $Zn$ ) содержит везде кадмий ( $Cd$ ) и имеет перед кларковским элементом то практическое преимущество, что э. д. с. его гораздо менее зависит от температуры. Ср. п. 726<sup>a</sup>.

666<sup>a</sup>. Концентрационный элемент образуется, например, при погружении двух цинковых пластинок в растворы цинкового купороса различной концентрации. Электродвижущая сила перемещает положительное электричество в электролите от более разбавленного раствора к более концентрированному и пропорциональна логарифму отношения концентраций. При обычных условиях э. д. с. такого элемента очень мала в сравнении с силой элементов, описанных выше. (Гельмгольц, Нернст).

667. Численные величины электродвижущих сил. Электрическая конференция в Лондоне в 1908 г. рекомендовала в качестве нормального по электровозбудительной силе элемент, носящий название нормального элемента Вестона. Он представляет кадмиевый элемент типа, описанного в

п. 666; в нем на 100 весовых частей амальгамы кадмия должно содержаться 12,5 весовых частей металлического кадмия. Э. д. с. такого элемента, сделанного согласно предписанным конференцией правилам, при 20° равна 1,01830, при 15° равна 1,01848 международных вольт (735)<sup>1</sup>).

Э. д. с. элемента Кларка при 20° равна 1,4263, при 15°, 1,4324 международного вольта. Далее, э. д. с. приблизительно равна:

для элемента Даниэля с серной кислотой	1,1	вольта
„ „ Бунзена	1,9	„
„ свинцового аккумулятора	2,1	„

668. Явление Вольты. Вольта показал, что если прижать полированную цинковую пластинку к полированной же медной, соединив в то же время пластинки снаружи металлическим проводником, то

<sup>1</sup>) Вестоновским обществом выпускаются еще кадмиевые элементы, содержащие не твердый сернокислый кадмий, а насыщенный при +4° раствор этой соли; э. д. с. такого элемента почти не зависит от температуры и равна 1,0187 вольтам.

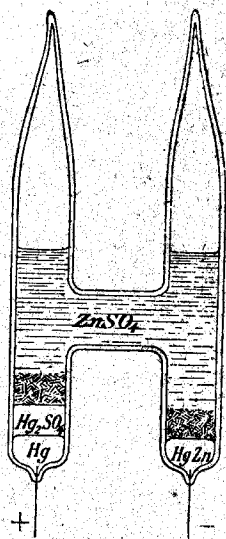


Рис. 339.

после прекращения этого соединения и следующего за ним разделения пластинок одной от другой, чувствительный электроскоп покажет, что цинк заряжен положительно, а медь отрицательно. Вызванная при соприкосновении пластинок разность потенциалов между пластинками представляет величину порядка одного вольта. Неблагородные металлы покрываются на воздухе слоем окиси, притягивающей, как известно, воду. Опыт учит также, что разность потенциалов при нагревании в хорошо высушенном пространстве опускается до нескольких сотых вольта, а при впуске влажного комнатного воздуха снова поднимается приблизительно до одного вольта. Следовательно, наблюдаемая при обыкновенных условиях э. д. с. происходит от слоев воды, которые при соприкосновении с металлами заряжаются положительно, — сильнее при соприкосновении с цинком, чем с медью. Разность потенциалов этих слоев наблюдается в описанных опытах в то время, как вследствие соединения меди и цинка проводником потенциалы их делаются почти равными. Соответственно этому в гальванических элементах э. д. силы между металлами играют только второстепенную роль, что и выражено на рис. п. 660.

### Глава 7. Замкнутые элементы и закон Ома

669. Замкнутый элемент. Если соединить полюсы *A* и *B* гальванического элемента медной проволокой (Рис. 340), то электричество не

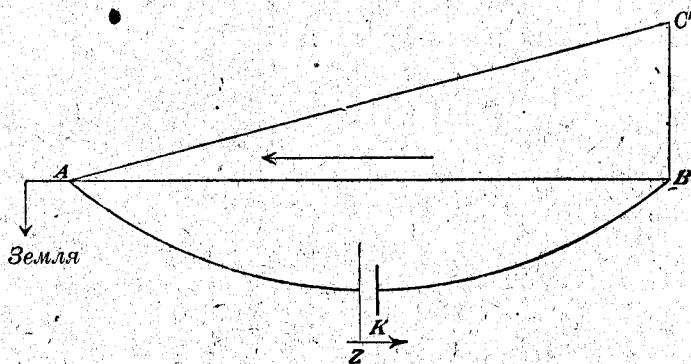


Рис. 340.

будет находиться в ней в равновесии, так как потенциал медного полюса *B* больше потенциала цинкового *A* (622); поэтому электричество перетекает по проволоке от *B* к *A*. Вследствие этого разность потенциалов полюсов *A* и *B* убывает, она не поддерживает более электродвижущую силу элемента в равновесии, и последняя гонит электри-



чество из элемента. Поэтому, если мы имеем дело с постоянным элементом (665), то наступает некоторое постоянное состояние, при котором разность полюсных потенциалов  $BC'$  меньше, чем э. д. с.  $E$  элемента, равная  $BC$  (Рис. 333), а по проволоке и через элемент в то же время проходит ток постоянной силы.

За направление электрического тока принимают всегда то направление, по которому течет положительное электричество; ток элемента направляется от цинка через электролит элемента к меди; от меди через соединительную проволоку к цинку. Силу тока считают пропорциональной количеству электричества, протекающего в единицу времени через поперечное сечение проводника. Количество это должно быть одинаково по всей проволоке, так как если бы оно было, например, в  $B$  больше, чем в  $A$ , то происходило бы скопление электричества в проволоке  $AB$ , что не согласуется с неизменностью состояния. По той же причине в равные промежутки времени через элемент проходят те же самые количества электричества, что и через проволоку; сила тока в элементе равна силе тока в проволоке.

670. Закон Ома. Закон, определяющий силу тока, был открыт опытным путем Г. С. Омом и потом выведен им же теоретически из некоторого допущения, которое мы можем с небольшим видоизменением формулировать так: при перетекании электричества от мест с более высоким потенциалом к местам с потенциалом более низким, электричество течет по тому же закону, как теплота при переходе от мест с высшей температурой к местам низшей температуры.

671. На концы однородной проволоки действует разность потенциалов  $V$ . Если применить это допущение сначала к проволоке  $AB$ , которую будем считать обладающей по всей длине одинаковыми свойствами и одинаковым поперечным сечением, то, употребляя способ выражения, принятый нами при рассмотрении явлений теплопроводности (418), будем иметь:

$$\text{Плотность электрического тока} = \text{падению потенциала} \times \kappa. \quad (119)$$

Здесь, согласно п. 621, вместо падения потенциала (на  $l$  длины) может быть подставлено напряжение электрического поля;  $\kappa$  зависит, кроме единиц, в которых выражены плотность электрического тока и падение потенциала, только от свойств и температуры проволоки, а, следовательно, не зависит от ее электрического состояния.  $\kappa$  называется удельной электропроводностью проволоки,  $\frac{1}{\kappa} = \sigma$  — ее удельным сопротивлением.

Плотность электрического тока представляет количество электричества, проходящее в единицу времени через каждую единицу поперечного сечения; следовательно, она пропорциональна  $\frac{I}{q}$ , где  $I$  представляет силу тока,  $q$  поперечное сечение проволоки.

Если бы брусок, рассматриваемый в п. 418, был предохранен с боковой поверхности от потери теплоты, то температура понижалась бы на каждый сантиметр на одну и ту же величину, и верхушки ртутных нитей термометров (Рис. 186) стояли бы на одной прямой линии; падение температуры в бруске было бы постоянным. Этот случай соответствует рассматриваемому электрическому току, так как из проволоки не происходит потери электричества в изолирующий воздух. Падение потенциала в проволоке, т. е. отнесенное к одному сантиметру убывание в ней потенциала, равно  $\frac{V}{l}$ , если  $l$  обозначает длину проволоки, а  $V$  разность потенциалов точек  $B$  и  $A$ . Таким образом, по ур. (119):

$$\frac{I}{q} = \kappa \cdot \frac{V}{l},$$

или иначе:

$$I \cdot \frac{l}{q \kappa} = V,$$

или, наконец, если положим

$$\frac{l}{q \cdot \kappa} = \frac{l \cdot \sigma}{q} = R, \quad (120)$$

то

$$I \cdot R = V. \quad (121)$$

$R$  называется сопротивлением проволоки; следовательно, сопротивление однородной проволоки прямо пропорционально ее длине и обратно пропорционально поперечному сечению.

Уравнения (119) и (121) служат равнозначущими выражениями закона Ома, согласно которому в однородной проволоке по направлению тока потенциал падает на величину  $I \cdot R$ , т. е. на величину произведения: сила тока  $\times$  сопротивление.

672. Составной линейный проводник. Итак, если ток  $I$  (Рис. 341) проходит одну за другою две проволоки  $BD$  и  $DA$ , обладающие сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$ , то потенциал падает от  $B$  до  $D$  на величину  $I \cdot R_1$ , от  $D$  до  $A$ —еще на величину  $I \cdot R_2$ ; при этом разность потен-

циалов  $V$  между  $B$  и  $A$  будет

$$I \cdot R_1 + I \cdot R_2 = I(R_1 + R_2),$$

или

$$I \cdot R = V,$$

если

$$R = R_1 + R_2.$$

Уравнение (121) остается, таким образом, верным; сопротивление  $R$  двух соединенных последовательно друг с другом проволок равно сумме их сопротивлений.

Уравнение (121) годится для всякого случая, когда две точки  $A$  и  $B$  соединены каким угодно однородным проводником, при чем

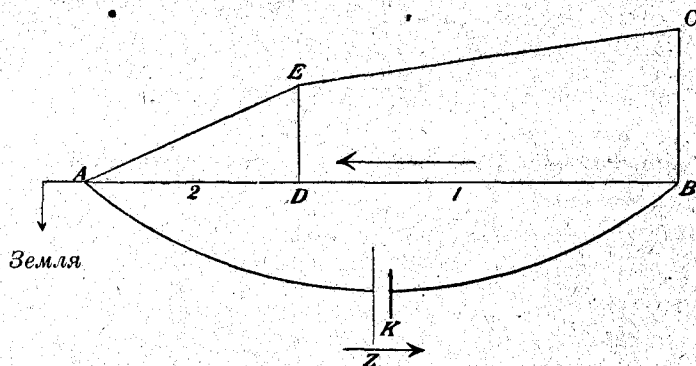


Рис. 341.

сопротивление  $R$  представляет величину, независимую от силы тока и обуславливаемую только свойствами проводника. Если проводник линейный, т. е. если электрические токи в каждом поперечном сечении проводника могут рассматриваться, как направленные в одну сторону и имеющие одинаковую силу, то сопротивление имеет величину, выражаемую уравнением (120).

673. Закон Ома для замкнутого элемента. Уравнение (121) может быть применено к каждому из составляющих элемент проводников (672); в каждом из этих проводников потенциал не остается постоянным, как в разомкнутом элементе, но убывает по направлению тока, по уравнению (121), на величину  $I \cdot R$  где  $R$  обозначает сопротивление проводника. Рис. 342 представляет тот обыкновенный случай, когда в элементе только проводник второго рода  $F$  обладает заметным сопротивлением; вследствие тока потенциал в  $G$  уменьшается на величину  $HN'$ , равную  $I \cdot R$ , и на ту же величину падает он в точке

$B(CC' = HH')$ . Итак, если вообще обозначить через  $R_i$  сумму сопротивлений отдельных проводников элемента, т. е. так называемое внутреннее сопротивление, тогда разность потенциалов  $BC'$  полюсов, или „напряжение у зажимов“ для замкнутого элемента окажется на

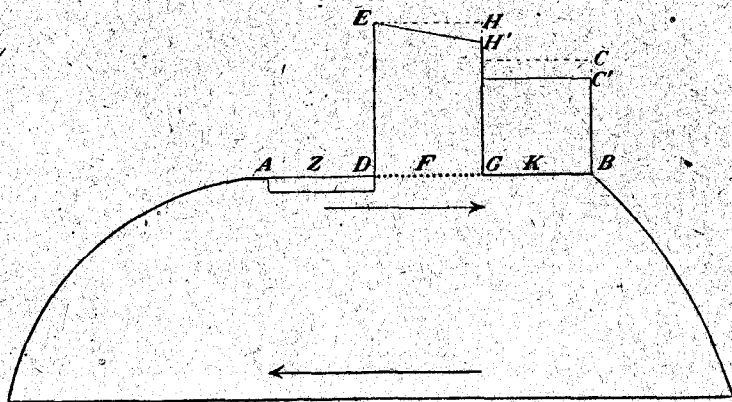


Рис. 342.

величину  $I, R_i$  меньше, чем для незамкнутого; т. е. в элементе происходит потеря напряжения  $= I \cdot R_i$ . Следовательно, уравнение (121) примет вид:

$$V = E - I \cdot R_i = I \cdot R_a, \quad (122^a)$$

если  $E$  представляет электродвижущую силу элемента,  $R_a$  сопротивление внешнего проводника; отсюда следует:

$$I = \frac{E}{R_i + R_a}, \quad (122)$$

т. е. сила тока в цепи замкнутого элемента равна электродвижущей силе элемента, разделенной на сумму внутреннего и внешнего сопротивлений.

674. Составление батареи. Если соединить последовательно  $n$  элементов с электродвижущей силой  $E$  и внутренним сопротивлением  $R_i$  каждый, то э. д. с. полученной батареи будет равна  $n \cdot E$  а ее внутреннее сопротивление (672) равно  $n \cdot R_i$ . Если мы замкнем эту батарею проводником, имеющим сопротивление  $R_a$ , то, по п. 673, уравнение (122):

$$I = \frac{n \cdot E}{n \cdot R_i + R_a}. \quad (123)$$

• Если  $R_a$  очень велико в сравнении с внутренним сопротивлением  $n \cdot R_i$ , как, например, при включении во внешний проводник длинной тонкой платиновой проволоки или человеческого тела, то величиной  $n \cdot R_i$  можно пренебречь по сравнению с  $R_a$ , и мы получим:

$$I = \frac{n \cdot E}{R_a},$$

т. е. величину в  $n$  раз большую, чем при одном элементе. При этом, если не принимать в расчет внутреннего сопротивления элементов, то величина их безразлична, так как электродвижущая сила от нее не зависит (662). Итак, если приходится пользоваться проводником с большим внешним сопротивлением, то целесообразно употреблять батарею, состоящую из большого количества маленьких последовательно соединенных элементов.

Если же внешнее сопротивление  $R_a$  мало в сравнении с внутренним  $n \cdot R_i$ , что может случиться, когда нужно, например, раскалить током короткую и толстую платиновую проволоку, то уравнение (123), в котором тогда величиной  $R_a$  можно пренебречь по сравнению с  $n \cdot R_i$ , дает:

$$I = \frac{n \cdot E}{n \cdot R_i} = \frac{E}{R_i},$$

т. е. не больше, чем при употреблении одного только элемента, а значит, в таком случае увеличение числа последовательно соединенных элементов не достигает цели.

Если же в этом случае воспользоваться одним элементом, в котором проводящее ток поперечное сечение в  $n$  раз больше, т. е. в котором внутреннее сопротивление равно  $\frac{R_i}{n}$ , [671, уравнение (120)], то сила тока выразится:

$$I = \frac{E}{R_a + \frac{R_i}{n}}, \quad (114)$$

или, если  $R_a$  так мало в сравнении с  $\frac{R_i}{n}$ , что им можно пренебречь, то

$$I = \frac{n \cdot E}{R_i},$$

т. е. сила тока будет в  $n$  раз больше, чем при употреблении одного

элемента с его простым сечением. Того же результата достигают, соединяя  $n$  элементов параллельно, потому что такая батарея равноценна одному элементу с увеличенным в  $n$  раз поперечным сечением (ср. п. 664).

675. Общее выражение закона Ома для линейных проводников. Пусть  $E$  представляет (Рис. 343) замкнутый элемент с электродвижущей силой  $E$ , который мы рассматриваем, как линейный проводник. Возьмем уравнение (122) (673)

$$I \cdot R_i = E - I \cdot R_a. \quad (125)$$

$E$  здесь внутренняя э. д. с., действующая на линейный проводник  $AEB$  по направлению стрелки, показанной на чертеже сплошной линией.  $I \cdot R_a$  — разность потенциалов точек  $B$  и  $A$ , внешняя э. д. с., действующая на проводник  $AEB$  в противоположном направлении  $BEA$  (пунктирная стрелка). Уравнение (125) показывает, таким образом, что для проводника произведение силы тока на сопротивление равно алгебраической сумме всех действующих на проводник электродвижущих сил, внутренних и внешних.

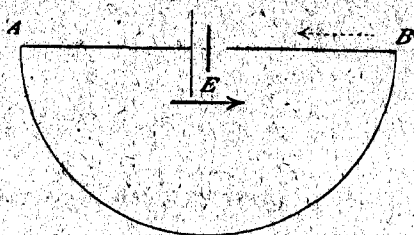


Рис. 343.

Кроме рассмотренных здесь э. д. с., которые происходят от разностей потенциалов, вызванных электрическими зарядами, существуют еще другие силы — электродвижущие силы индукции (п. 783 и след.); но и тогда, когда действуют эти последние силы, вышеприведенное выражение остается верным.

676. Земной провод, земной ток. Один полюс поставленной в  $A$  (Рис. 344) батареи соединен с металлической плитой, зарытой во влажную землю. От другого полюса идет проволочный провод в отдаленный пункт  $B$ , соединенный там с такой же „заземленной“ плитой. Батарея оказывается, таким образом, замкнутой посредством проволоки  $AB$  и земли. Из указанных металлических плит электричество течет по всем направлениям, а не только по кратчайшему расстоянию от плиты к плите; линии токов, т. е. линии, идущие по направлениям электрических токов, расходятся, как лучи, по всем направлениям от плиты. Пользуясь проводимостью земли, заменяющей вторую проволоку между  $A$  и  $B$ , не только получают экономию на последней, но в случаях длинных проводов, когда сопротивление земли зависит

только от величины плит, а не от расстояния между ними, достигают уменьшения сопротивления проводников (Штейнгель, 1838).

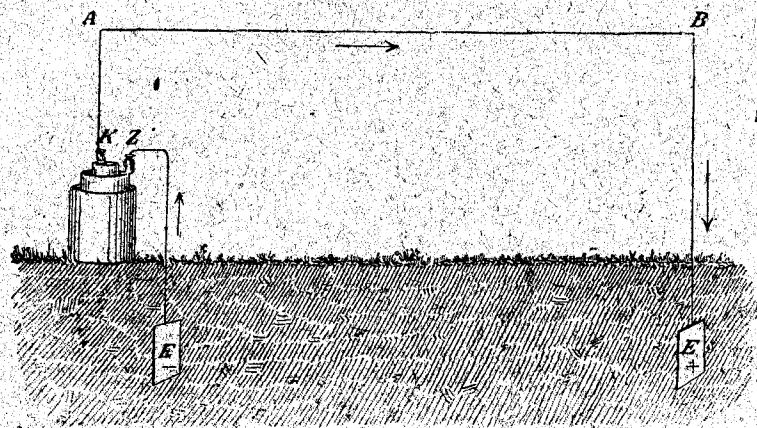
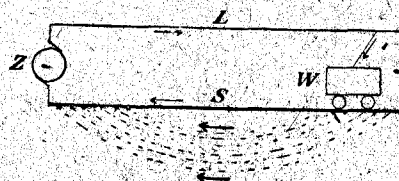


Рис. 344.

Представим себе, что  $W$  (Рис. 334<sup>a</sup>) — вагон электрического трамвая,  $Z$  — источник тока (электрическая центральная станция),  $L$  — надземный проволочный проводник, приводящий ток, и допустим, что, как обыкновенно бывает, обратным проводником для тока служит неизолированный от земли рельс  $S$ . Тогда из этого

Рис. 344<sup>a</sup>.

обратного провода часть тока идет по путям, указанным пунктиром, и при том тем большая часть, чем дальше уходит вагон от станции, потому что сопротивление земли делается тем меньше, по сравнению с сопротивлением рельса, чем больше расстояние вагона от станции. Эти так называемые странствующие токи земли при прохождении по водо- и газопроводным трубам производят на них вредное электролитическое действие (п. 697 и след.) и, кроме того, нарушают магнитное поле земли (Дорн).

## Глава 8. Об измерении силы тока по магнитному действию тока (гальванометр)

677. Магнитное действие тока. Электрический ток производит в окружающем его пространстве магнитное силовое поле, сила которого оказывается пропорциональной силе тока, определенной по закону Ома, т. е. количеству электричества, протекающему через

поперечное сечение проводника в 1 секунду (669). Поэтому сила магнитного поля может служить мерой для определения силы тока.

Если пропустить прямой проводник  $AB$  (Рис. 345) сквозь картонный лист  $C$  перпендикулярно к его плоскости, то по способу, указанному в п. 642, мы найдем, что в этом случае магнитные силовые линии представляют круги, плоскости которых перпендикулярны к проволоке, а центры лежат в проволоке. Короткая, вращающаяся на одной точке магнитная стрелка, находящаяся только под действием тока, стала бы по направлению касательной к кругу, проходящему через эту точку.

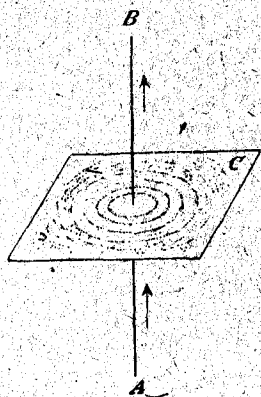
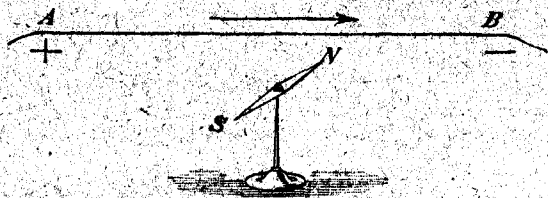


Рис. 345.



• Рис. 346.

Над короткой стрелкой склонения (Рис. 346) протянут по направлению магнитного меридиана проводник  $AB$ , по которому проходит ток. Стрелка стала бы перпендикулярно к меридиану (к плоскости чертежа), если бы она находилась под действием только этого тока; но так как сила земного магнетизма стремится удержать стрелку в плоскости меридиана, то в действительности она становится в положение, при котором обе названные силы уравнивают друг друга (Эрстед 1820).

#### 678. Закон Био-Савара.

Если сделать допущение, что магнитное действие тока исходит от проходившего ток проводника (сравни п. 600), то следующий закон согласуется с фактами: маленький прямой отрезок  $l$  проводника (Рис. 347) производит в  $P$  магнитную силу, перпендикулярную к плоскости, прове-

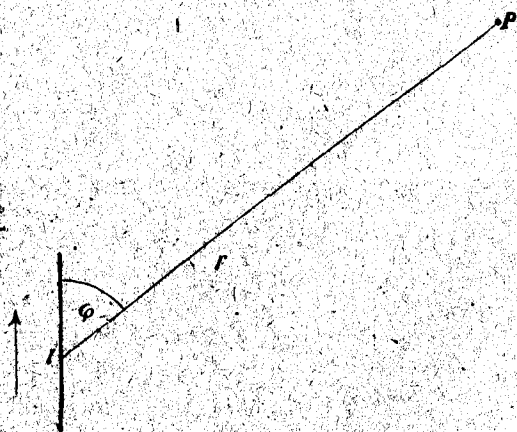


Рис. 347.



денной через  $l$  и  $P$ , т. е. перпендикулярную к плоскости чертежа; если, далее, представить себя плывущим по направлению тока головою вперед и смотрящим на  $P$ , то северный полюс в  $P$  будет стремиться влево (правило Ампера). Наконец, производимое в  $P$  напряжение поля пропорционально

$$\frac{I \cdot l \cdot \sin \varphi}{r^2},$$

где  $l$  — длина отрезка тока,  $I$  — сила тока,  $r$  — расстояние между  $P$  и отрезком тока и  $\varphi$  — угол между  $l$  и  $r$ .

679. Абсолютная электромагнитная единица тока. Если выраженную в абсолютных мерах (641) силу поля  $\mathfrak{H}$  принять равной вышеприведенному выражению:

$$\mathfrak{H} = \frac{I \cdot l \cdot \sin \varphi}{r^2}, \quad (126)$$

то тем самым устанавливается определенная единица силы тока представляющая, во всяком случае, абсолютную единицу, потому что все величины, стоящие в этом уравнении, как сомножители  $I$ , выражены в абсолютных мерах. Для того, чтобы составить себе ясное представление об этой так называемой электромагнитной единице тока, рассмотрим напряжение поля, производимое проводящей ток дугой круга  $AB$  (Рис. 348) в центре круга  $C$ . Для каждой частички тока  $l$  здесь  $\varphi = 90^\circ$ ;  $\sin \varphi = 1$ ;

Рис. 348.  $r$  равно радиусу круга, поэтому происходящая от  $l$  магнитная сила равна:

$$\frac{l \cdot I}{r^2},$$

и так как силы, производимые всеми частичками тока, направлены в одну сторону перпендикулярно к плоскости круга, то их равнодействующая  $R$  равна их сумме:

$$R = \frac{L \cdot I}{r^2}, \quad (127)$$

где  $L$  — длина дуги круга. Если  $L = 1$ ,  $r = 1$  и  $R = 1$ , то  $I = 1$ , т. е. в системе CGS равна 1 сила того тока, который, проходя 1 сант. по дуге круга, описанной радиусом в 1 сант., производит в центре этого круга силу магнитного поля равную 1. Величину, равную  $\frac{1}{10}$

абсолютной электромагнитной единицы тока, выраженной в CGS системе, называют ампером (обозначается  $A$ ). Срав. п. 734.

679<sup>a</sup>. Первый принцип Максвеллевской теории. Если проводник с током  $AB$  в опыте рис. 345 очень длинен, то магнитная сила  $\mathfrak{H}$ , действующая вдоль круговой силовой линии с радиусом  $r$ , согласно опытам Био и Савара<sup>1)</sup>, равна  $\frac{2I}{r}$ , где  $I$  выражено в абсолютной электромагнитной мере. Значит, над северным единичным магнитным полюсом, передвигаемым по подному кругу силовой линии в сторону  $\mathfrak{H}$ , сила поля  $\mathfrak{H}$  производит работу

$$2r\pi\mathfrak{H} = 2r\pi \cdot \frac{2I}{r} = 4\pi I.$$

Эту работу называют магнитным напряжением, действующим в круге  $2r\pi$ , или магнитодвижущей силой; полученный результат представляет собою частный случай первого принципа теории Максвелля. Согласно этому принципу магнитное напряжение в замкнутой кривой равно  $4\pi \times$  полный ток, проникающий через площадь, ограниченную этой кривой.

680. Гальванометр со стрелкой, тангенс-буссоль. Гальванометром называют такой прибор, в котором сила электрического тока измеряется по его магнитным действиям. В гальванометрах со стрелкой подвижной частью служит магнит; простейшим из гальванометров со стрелкой является тангенс-буссоль. Вертикальное перерезанное медное кольцо  $B$  (Рис. 349) оканчивается проволоками  $b_1$  и  $b_2$ , которые опускаются в ртутные ванночки  $q_1$  и  $q_2$ , изолированные друг от друга. Посредством зажимов  $K_1$  и  $K_2$ , соединенных проводниками соответственно с  $q_1$  и  $q_2$ , ток проводится в медное кольцо. В центре

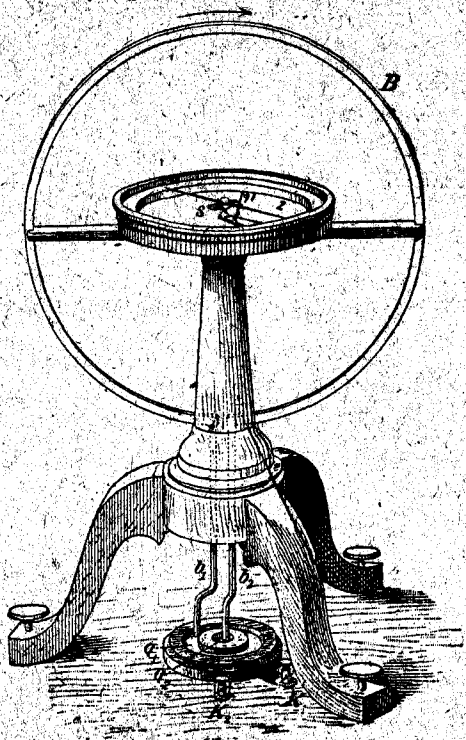


Рис. 349.

<sup>1)</sup> Из которых Лаплас вывел элементарный закон, упомянутый в п. 678.

кольца помещается короткая стрелка склонения  $sn$ ; прикрепленный к ней длинный указатель  $z$  ходит по горизонтальному кругу с делениями. Кольцо устанавливается в плоскости магнитного меридиана, при чем магнитная ось стрелки располагается в плоскости кольца, и указатель ставится на нуле. Измеряемый ток пропускается через кольцо, при чем стрелка стремится стать перпендикулярно к плоскости кольца, в которой ее удерживает горизонтальная слагающая силы земного магнетизма. Если длина стрелки мала в сравнении с радиусом круга кольца, то магнитные силы, действующие на нее по всей ее длине могут рассматриваться, как постоянные и равные действующей в центре кольца силе  $R$ . Так как сила  $R$  направлена перпендикулярно к меридиану, то для угла  $\varphi$ , на который ток отклоняет стрелку от меридиана, получается уравнение [652 ур. (113)]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{H}$$

Магнитная сила  $R$  идущего по кольцу тока получается из уравнения (127), если в нем заменить длину  $L$  дуги круга длиной всей окружности  $2\pi r$ . Таким образом получается:

$$R = \frac{I \cdot 2\pi r}{r^2} = \frac{2\pi I}{r}; \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi I}{rH},$$

или

$$I = \frac{H \cdot r \cdot \operatorname{tg} \varphi}{2\pi} \text{ CGS} = 10 \frac{H \cdot r \cdot \operatorname{tg} \varphi}{2\pi} \text{ ампер.} \quad (128)$$

Здесь радиус кольца выражен в сантиметрах, а горизонтальное напряжение  $H$  в CGS системе (653). Магнитный момент стрелки, как указывалось в п. 652, не имеет значения. Если  $r = 18$  сант.,  $H = 0,188$ , то  $I = 5,39 \cdot \operatorname{tg} \varphi$  А; отклонение на  $45^\circ$  производится тогда током в  $5,39$  А, так как  $\operatorname{tg} 45^\circ = 1$ . Сила тока пропорциональна тангенсу угла отклонения, откуда и происходит название прибора.

При опытах нужно принимать во внимание измененную присутствием железных частей здания горизонтальную слагающую земного магнетизма, которая обыкновенно довольно сильно отклоняется от действительной, неизменной посторонними влияниями слагающей данного места.

681. Мультипликатор. Для измерения слабых токов, вызывающих на тангенс буссоли слишком малые отклонения магнита, ток пропускают вокруг магнита по большему количеству оборотов, действия которых суммируются. Проводник помещается, кроме того, как можно

ближе к магниту. При этом пропорциональность силы тока тангенсу угла отклонения сохраняется, конечно, лишь для малых отклонений. На рис. 350  $M_1$  и  $M_2$  — так называемые мультипликаторные катушки такого рода. Проволока наматывается на деревянную катушку, при чем отдельные обороты ее изолируются одни от другого шелковой обмоткой.

Сопротивление катушки мультипликатора ослабляет силу тока и поэтому не должно быть слишком велико; выгоднее всего обматывать

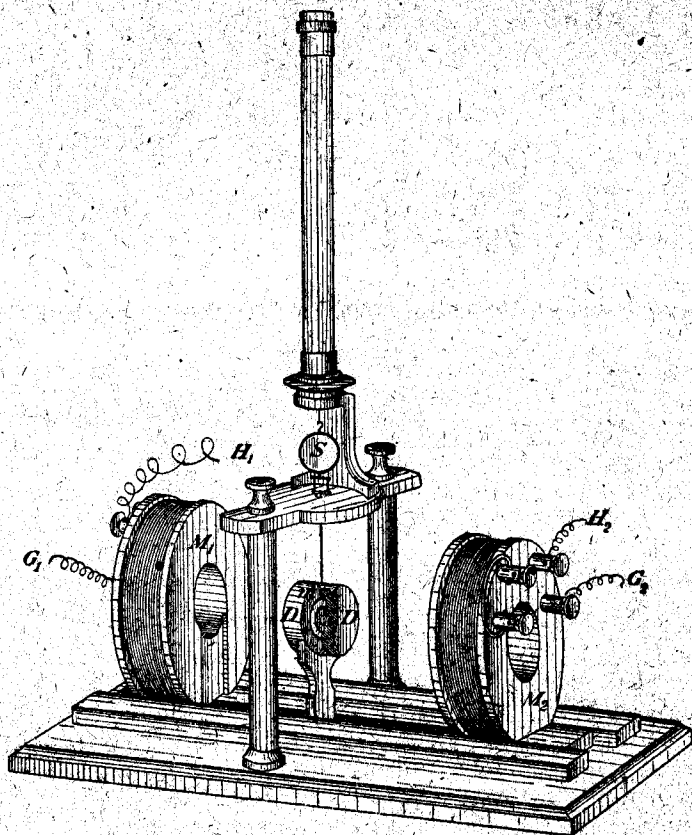


Рис. 350.

катушки проволокой такой толщины, чтобы сопротивление мультипликаторной катушки было приблизительно равно сопротивлению остальных частей цепи тока.

682. На рис. 350 изображен зеркальный гальванометр Видемана. Две мультипликаторные катушки  $M_1$  и  $M_2$ , по которым проходит

ток, могут для изменения чувствительности прибора передвигаться посредством салазок и устанавливаться на различных расстояниях от магнита гальванометра. Магнит, представляющий намагниченное по горизонтальному диаметру кольцо  $m$ , висит на нити, обладающей возможно меньшей силой кручения. Для того, чтобы магнит быстрее устанавливался неподвижно в каждом положении равновесия, колебания его гасятся посредством окружающего его толстого медного „успокоителя“  $D$  (789). При опытах пользуются только весьма малыми отклонениями магнита, для которых закон тангенсов остается верным, и наблюдают их способом зеркальных отсчитываний (654) при помощи

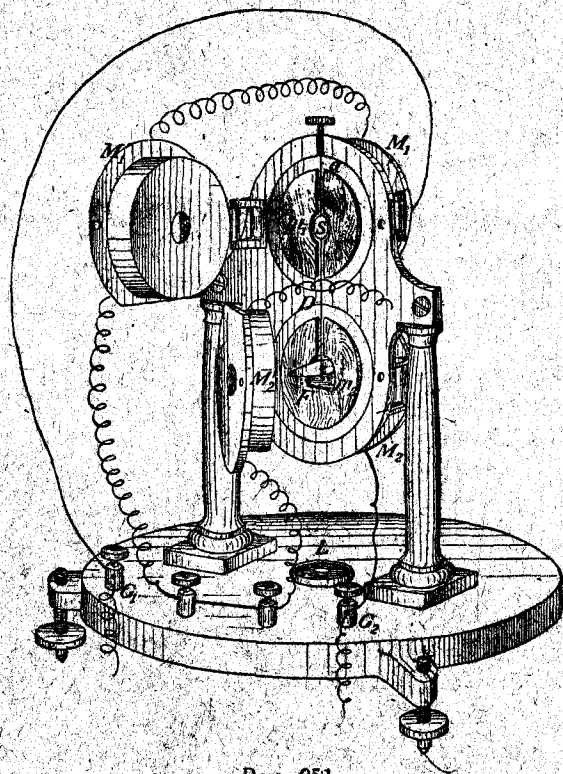


Рис. 351.

неизменно соединенного с магнитом зеркала  $S$ . Для повышения чувствительности прибора ослабляют направляющую силу земного магнетизма, действующую на магнит гальванометра. Для этого под магнит гальванометра помещают вспомогательный магнит (так называемую палочку Гаюи), северный конец которого обращен к северу, южный — к югу и который стремится вследствие этого повернуть магнит гальванометра в сторону, противоположную действию силы земного магнетизма.

683. Зеркальный гальванометр Томсона. (Рис. 351, 352). Два магнита  $m_1$  и  $m_2$ <sup>1)</sup> (Рис. 351), обращенные полюсами в разные сто-

1) В действительности  $m_1$ , как и  $m_2$ , состоит из нескольких намагниченных кусочков часовой пружины.

2) На одной шелковинке, или на кварцевой нити из расплавленного кварца (Boys).

Направляющая сила, с которой действует земной магнетизм на такую, так называемую астатическую систему, представляет разность направляющих сил, действующих на каждый магнит пары, а потому может быть сделана как угодно малой. При каждом из обоих магнитов установлена особая мультипликаторная катушка <sup>1)</sup>; эти катушки здесь вследствие устранения медных успокоителей поставлены очень близко к магнитам; на этом и основывается высокая чувствительность гальванометра Томсона. Вместо вышеописанных (682) медных успокоителей, обуславливающих затухание колебаний, применяется, конечно, менее действительное воздушное торможение, достигаемое при помощи действующего в особенности на крылышко *I* сопротивления воздуха.

При помощи магнита *R* (Рис. 352) направляющая сила, действующая на астатическую пару, может быть еще уменьшена, а когда нужно — увеличена.

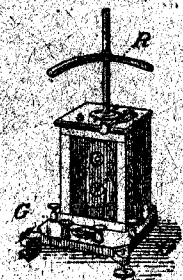


Рис. 352.

Томсоновский гальванометр может быть установлен так чувствительно, что ток, сила которого равна  $\frac{1}{10^9}$  А, вызывает отклонение на одно деление шкалы.

683<sup>a</sup>. Магнитные возмущения в земном поле, возникающие главным образом вследствие присутствия электрических трамваев и происходящих от них странствующих токов (676), вызывают колебания стрелки гальванометра независимо от измеряемого тока и тем самым сильно ограничивают применение гальванометров со стрелкою (сравни все же п. 765 и п. 778).

684. Баллистический гальванометр. Если через гальванометр пропустить ток малой продолжительности, так называемый удар тока, как, например, ток от разряда конденсатора, то магнит гальванометра выбрасывается из своего положения равновесия и колеблется около него; колебания эти постепенно замирают вследствие затухания. Первое отклонение магнита, т. е. отклонение из положения равновесия до той точки, откуда он возвращается обратно в положение равновесия, при малой величине отклонения пропорционально всему количеству прошедшего через гальванометр электричества, так называемому ин-

<sup>1)</sup> Каждая из них состоит из двух катушек (Рис. 351); неподвижной и подвижной. Подвижные катушки могут отводиться на шарнирах, при чем открываются нить и магниты гальванометра. Все катушки соединены между собою проводниками, как показано на рис. 351, и при том так, что все они при пропускании тока оказывают на астатическую систему одинаково направленные моменты вращений. К зажимам  $G_1$  и  $G_2$  подводится ток.

тегральному (суммарному) току. Это верно только тогда, когда продолжительность тока чрезвычайно мала в сравнении со временем одного колебания магнита, т. е. когда за время удара тока магнит не получает сколько-нибудь заметного отклонения от положения равнове-

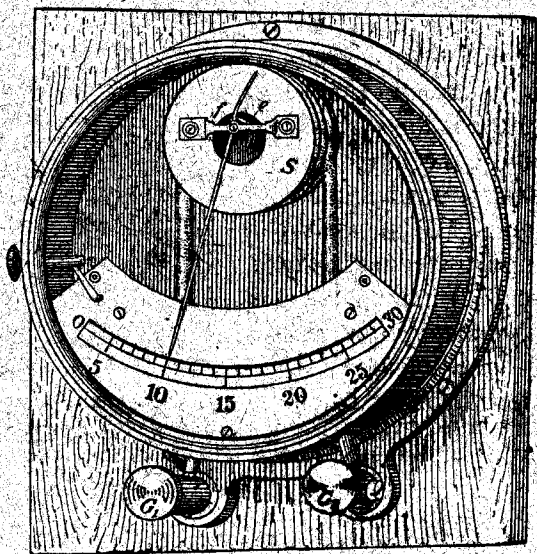


Рис. 353.

действующие на него моменты вращения, обусловливаемые током и тяжестью, уравнивают друг друга. Соединенный с куском железа  $e$  указатель дает на шкале величину тока в амперах. Деления наносятся эмпирически. В последнее время этот прибор до известной степени вытесняется приборами, описанными в п. 778.

## Глава 9. Измерение сопротивления и электродвижущей силы

686. Единица сопротивления; единица Сименса, ом. Сопротивление ртутного столба в 1 кв. милл. поперечного сечения и 106,3 сантиметровой длиной при  $0^\circ$  называется интернациональным омом ( $\Omega$ ) (срав. п. 735); прежняя единица Сименса представляет сопротивление ртутного столба в 1 кв. милл. поперечного сечения и 100 сантиметровой длиной при  $0^\circ$ .

687. Реостаты (магазины сопротивлений). Проволочные катушки  $B$  (Рис. 354), помещенные в ящике, так называемом магазине сопротивлений, оканчиваются кусками латуни  $m$  так, что с каждым латунным куском соединен конец предыдущей и начало следующей обмотки; внутренние куски латуни  $m$  соединены проводниками с наружными  $M$ .

состояния. Употребляемый для таких целей гальванометр называется баллистическим.

685. Амперметр для сильных токов. В катушке  $S$  (Рис. 853) находится вращающийся около оси  $f$  кусок  $e$  мягкого железа. Пока в катушке нет тока, кусок железа находится в положении равновесия, зависящего только от силы тяжести, но как только по катушке пускается ток, железный кусок намагничивается (762), притягивается магнитными силами катушки к ее стенке и приходит в такое положение равновесия, при котором

Сопротивление каждой катушки обозначено на ящике. Между каждыми двумя соседними кусками  $M$  можно установить соединение посредством латунного штепселя, не обладающее сколько-нибудь заметным сопротивлением. Если пропустить через прибор ток, входящий в  $A$  и выходящий в  $B$ , и вставить все штепселя, то все сопротивления оказываются выключенными. Если же вынуть штепсель, например, на месте, обозначенном цифрой 50, то включается сопротивление  $50 \Omega$ . Катушки образуют „набор сопротивлений“, подобный набору разновесок. Изображенный на рис. 354 набор дает возможность включить сопротивление 1, 2, ..., 100; обыкновенные наборы позволяют включать сопротивление 1, 2, ..., 10000  $\Omega$ .

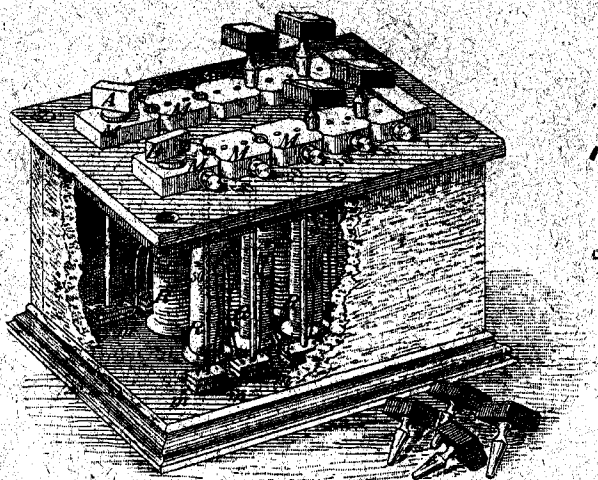


Рис. 354.

Катушки обматываются проволокой, сложенной вдвое<sup>1)</sup>; сначала проволоку перегибают посередине и затем обе половины вместе наматывают на катушку. Так как ток в обеих половинах, лежащих близко одна к другой, идет в противоположные стороны, то он производит лишь весьма незначительное магнитное действие в окружающем пространстве, и вследствие этого проволока почти не обладает самоиндукцией (795).

688. Нормальный элемент и источник тока. В качестве нормального элемента применяется элемент Вестона (667), через который, однако, должны проходить лишь весьма слабые токи (726<sup>a</sup>). Источником тока удобно брать аккумуляторы (665), имеющие то преимущество, что они обладают малым внутренним сопротивлением и в течение одного измерения могут рассматриваться, как постоянные источники тока. На рис. 357 показаны в  $E$  четыре таких элемента в одном ящике, которые при помощи выключателей  $f$  могут быть, смотря по надобности, включаемы в цепь по одному и больше в последовательном соединении.

<sup>1)</sup> Проволоку, конечно, берут изолированную.



689. Гальванометр с побочной цепью, разветвление токов. Обыкновенно при опытах пользуются чувствительным зеркальным гальванометром. Зеркальный гальванометр В и де м а н а (682) может быть приспособлен к измерению более сильных токов тем, что катушки отодвигаются от магнита гальванометра на большее расстояние. Дальнейшее понижение чувствительности может быть произведено включением между зажимами гальванометра побочной цепи<sup>1)</sup>. Рис. 355 представляет схему такого устройства,  $G$  — гальванометр,  $A$  и  $B$  — его зажимы,  $2$  — допобочный проводник и  $E$  — элемент, дающий ток. От тока в  $B$  ответвляется некоторая часть в побочную цепь, и всегда тем большая часть, чем меньше сопротивление побочной цепи. Проводка, в которой в отдельных точках, точках разветвления, встречается больше двух проволок, называется разветвленной проводкой; каждая часть проводника, соединяющая две точки разветвления, называется ветвью. Ветвь от батареи мы обозначаем 1, побочную ветвь — 2 и ветвь к гальванометру — 3; сопротивления этих ветвей соответственно  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ; направление тока в них показано стрелками.

Рис 355.

В точке разветвления сумма сил подводимых к ней токов должна быть равна сумме сил токов, уходящих из нее (первое правило Кирхгофа). Если бы, например, первая сумма была больше второй, то происходило бы накопление электричества в  $B$ , что противоречит постоянному (стационарному) состоянию; поэтому

$$I_1 = I_2 + I_3. \quad (129)$$

По п. 671, разность потенциалов между точками  $B$  и  $A$  равна  $I_2 R_2$ , а также  $= I_3 R_3$ ; поэтому  $I_2 R_2 = I_3 R_3$ , или

$$I_3 = \frac{I_2 \cdot R_2}{R_3};$$

если подставить это значение  $I_3$  в (129), то получим:

$$I_1 = I_2 \left( 1 + \frac{R_2}{R_3} \right). \quad (130)$$

Если представить себе три побочных ветви, сопротивления  $R_2$ , которых составляют соответственно  $\frac{1}{9}$ ,  $\frac{1}{99}$ ,  $\frac{1}{999}$  сопротивления  $R_3$ ,

<sup>1)</sup> Иначе говоря, параллельного замыкания, или «шунта».

гальванометра, то в этих случаях мы будем иметь отношение  $\frac{R_3}{R_2}$  соответственно 9, 99, 999, а  $\frac{I_1}{I_3} = 10, 100, 1000$ . Следовательно, в трех взятых случаях сила тока получается умножением показаний гальванометра на 10, 100, 1000.

690. Сравнение сопротивлений, мостик Уитстона. Для того, чтобы определить сопротивление  $R$  проволочной катушки в омах, ее можно включить в цепь батареи, определить силу тока по находящемуся в цепи гальванометру и определить по реостату в омах величину сопротивления  $R$ , при котором ток получается такой же силы. Эта операция может быть произведена только с ограниченной точностью, обусловливаемой величиною ошибок при отсчете показаний гальванометра.

Гораздо более точный метод основан на употреблении определенным образом разветвленных проводников, так называемой комбинации проволок Уитстона; рис. 356 показывает схему, а 357 — расположение прибо-

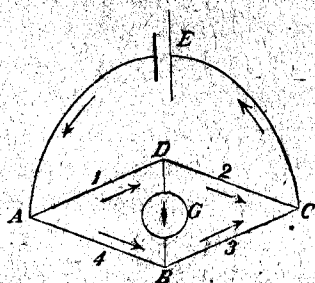


Рис. 356.

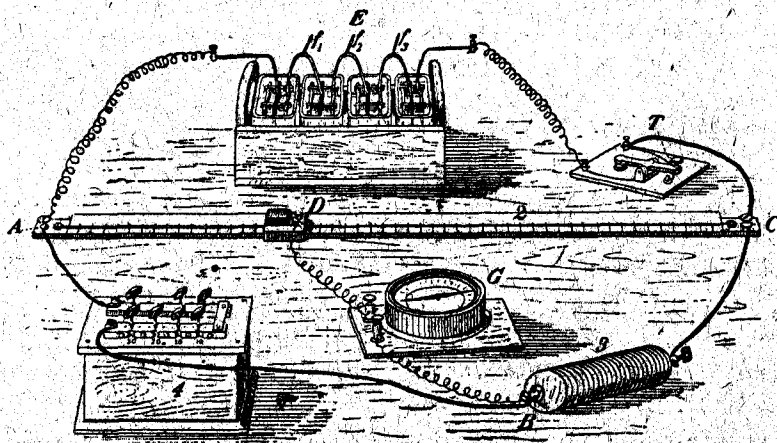


Рис. 357.

ров при опыте.  $AEC$  представляет ветвь батареи с батареями в  $E$ ,  $BD$  — ветвь гальванометра, или мостик, с гальванометром в  $G$ . Ветви 1 и 2 состоят из прямой, однородной нейзильберовой проволоки, натя-

нутой на шкале, разделенной на миллиметры; точка  $D$  лежит на острие металлического ножа, укрепленного на массивном куске дерева (Рис. 357) и соединенного проводником с соседним зажимом гальванометра; ветвь 3 представляет измеряемое сопротивление, а ветвь 4 — известное сопротивление реостата (687).

От  $A$  до  $C$  потенциал изменяется на обоих путях  $ABC$  и  $ADC$  на одну и ту же величину; значит, на пути  $ADC$  можно найти такую точку  $D$ , которая имеет такой же потенциал, как и  $B$ . Если металлический нож стоит на этой точке, то по п. 671, сила тока в мостике равна нулю, что узнается по отсутствию отклонения стрелки гальванометра<sup>1)</sup>.

При этой установке ножа существует определенное отношение между сопротивлениями ветвей 1 и 4. Мы отличаем силу тока  $I$  и сопротивление  $R$  в этих ветвях соответственными значками и обозначаем направление токов стрелками.

Первое правило Кирхгоффа (689), примененное к точкам разветвления  $B$  и  $D$ , дает

$$\left. \begin{aligned} I_4 &= I_3 \\ I_1 &= I_2 \end{aligned} \right\} \quad (131)$$

так как сила тока в ветви  $BD$  равна нулю.

Так как, далее, при этой установке ножа в  $B$  и  $D$  имеется один и тот же потенциал, то разность потенциалов между  $A$  и  $B$  равна разности потенциалов между  $A$  и  $D$ . Эти разности потенциалов по закону Ома (671) соответственно равны  $I_4 R_4$  и  $I_1 R_1$ ; поэтому

$$\left. \begin{aligned} I_4 R_4 &= I_1 R_1 \\ I_3 R_3 &= I_2 R_2 \end{aligned} \right\} \quad (132)$$

также получается

Разделив эти два уравнения одно на другое и принимая во внимание (131), получаем:

$$R_4 : R_3 = R_1 : R_2 \quad (133)$$

Отношение  $R_1 : R_2$  равно отношению отсчитываемых по масштабу длин  $AD$  и  $DC$  разделенной ножом проволоки  $AC$  [671, ур. (120)], принимаемой за однородную. Таким образом, пропорция дает искомое сопротивление  $R_3$ , выраженное через сопротивление реостата. Удобнее всего делать  $R_1$  равным  $R_2$ ; тогда  $R_3 = R_4$ .

<sup>1)</sup> Ветвь батареи опускаем замыкателя (ключа)  $T$ , устройство которого видно по рис. 357, может быть каждый раз замкнута на столько времени, сколько нужно, чтобы узнать, что в мостике нет тока.

Описанный метод представляет нулевой метод, поскольку он основан на получении нулевой силы тока; в этом случае не производится измерения силы тока, и гальванометр служит, как гальваноскоп. Нулевые методы вообще не зависят от градуировки инструментов и дают в высшей степени точные результаты, в данном случае при употреблении сильной батареи и чувствительного гальваноскопа.

Если  $R_s$  — сопротивление электролита, то вследствие гальванической поляризации нужны особые приемы измерения (824).

691. Удельная электропроводность проводников 1-го рода. Так как сопротивление проволоки прямо пропорционально ее длине и обратно пропорционально ее поперечному сечению, то из сопротивлений кусков проволок известных размеров можно вывести их удельное сопротивление.

Для „мягкой нормальной, меди“, при  $20^\circ$ ,  $\sigma = \frac{1}{58} = 0,01724 \dots$ , в единицах  $\Omega$ , м, мм<sup>2</sup>, т. е. таково сопротивление в омах проволоки в 1 м. длиной с поперечным сечением в 1 мм<sup>2</sup> (средняя величина из значений для „мягкой, чистой покупной меди“, принятая по международному соглашению). При  $18^\circ$  в тех же единицах  $\sigma$  для

Серебра .....	0,016	Железа .....	0,09—0,15
Алюминия .....	0,032	Нейзильбера .....	0,16—0,40
Цинка .....	0,061	Манганин, .....	0,42
Платины .....	0,108	Ртутя .....	0,958

По этим данным может быть вычислено сопротивление любой проволоки из этих материалов, согласно уравнению 120 (671).

692. Влияние температуры. При обыкновенной температуре сопротивление чистых металлов возрастает при повышении температуры на один градус приблизительно на 0,004 всей величины сопротивления; у металлов группы железа приблизительно на 0,006 всей величины. Вблизи абсолютного нуля температуры сопротивление металлов чрезвычайно мало; например, К. Оннес нашел сопротивление ртутного столбика при точке таяния льда равным 172,7  $\Omega$ , при  $3^\circ$  abs (достигнутых при помощи жидкого гелия) оно оказалось 3 миллионных  $\Omega$  (ср. п. 745); впрочем, при низких температурах небольшие загрязнения производят очень большие процентные изменения сопротивления. Сопротивление сплавов гораздо менее изменяется с температурой, например, сопротивление нейзильбера увеличивается на каждый градус температуры приблизительно только на 0,0004 всей величины;

еще меньшим температурным коэффициентом обладает манганин (84 меди, 4 никкеля и 12 марганца).

Сопротивление угля при повышении температуры падает.

В платиновом термометре (Каллендар, 1887) температура измеряется по сопротивлению проволоки из чистой платины. Аналогично измерению температуры ртутным термометром (300) температуру по платиновому термометру  $t_p$  определяют из равенства

$$t_p = \frac{100(R - R_0)}{(R_{100} - R_0)},$$

где  $R_0$ ,  $R_{100}$  и  $R$  обозначают сопротивления платины соответственно при  $0^\circ$ ,  $100^\circ$  и  $t_p$ . Из „платиновой температуры“ находят температуру  $t$  по азотному термометру при помощи уравнения

$$t - t_p = \delta \left[ \left( \frac{t}{100} \right)^2 - \frac{t}{100} \right],$$

где  $\delta$  для „чистой“ платины между  $0^\circ$  и  $500^\circ$  приблизительно составляет 1,5, однако, для каждой проволоки должно быть определяемо отдельно. Достижимая точность измерения в пределах между  $0^\circ$  и  $100^\circ$  равна приблизительно  $\frac{1}{1000}$  градуса.

При болометрическом методе измерения температур (589) полоска болометра представляет ветвь  $BC$  (Рис. 356) мостика Уитстона. Установивши мостик так, чтобы в нем не было тока, полосу болометра подвергают действию лучей и тем самым нагревают; тогда сопротивление ее возрастает, и гальванометр мостика дает отклонение стрелки, пропорциональное повышению температуры.

693. Магазины сопротивлений (реостаты), описанные в п. 687, устраиваются из металлических сплавов, обладающих малой удельной электропроводностью, каковы, например, нейзильбер и манганин, благодаря чему при помощи сравнительно небольших масс металлов получают высокие сопротивления. Сопротивление проволоки, намотанной на катушки, изменяется вообще вследствие внутренних структурных изменений, медленно происходящих с течением времени в металле. От этого недостатка свободна проволока из манганина, если при ее изготовлении приняты известные необходимые меры. Этот материал отличается также незначительностью временных изменений сопротивления, вызываемых изменениями температуры (692), а также малой термоэлектрической силой по отношению к меди (744). Поэтому магазины сопротивлений для точных измерений всегда делают из манганина.

694. Электропроводность электролитов вообще гораздо меньше, чем металлов. Электролитом, сравнительно хорошо проводящим электричество, является 30-процентный раствор серной кислоты, т. е. разведенная серная кислота, содержащая в 100 грамм. раствора 30 грамм  $H_2SO_4$ ; ее удельная электропроводность при  $18^\circ$  равна только 0,0000697 электропроводности ртути при  $0^\circ$ . В большинстве случаев по отношению к температуре электролиты представляют прямую противоположность чистым металлам, так как с повышением температуры повышается и их электропроводность.

695. Сравнение электродвижущих сил двух постоянных элементов. Включают сначала один, потом другой элемент в цепь тока, в которой находится гальванометр; сопротивление цепи  $R_a$  должно быть таково, чтобы в сравнении с ним внутреннее сопротивление  $R_i$  элементов было чрезвычайно мало. Электродвижущие силы обоих элементов, согласно уравнению (122) (673), относятся между собою, как определенные по гальванометру силы двух токов (вольтметр), так как сопротивлением элементов  $R_i$ , вообще различным для каждого из них, можно пренебречь в виду его незначительности по сравнению с  $R_a$ .

696. Компенсационный метод Поггендорфа, метод нулевой, точнее предыдущего. Пусть (Рис. 358)  $E$  — постоянный элемент,  $E$  — его э. д. с. и допустим, что что внутренним, сопротивлением можно пренебречь по сравнению с внешним сопротивлением  $AB = R$ . Сила тока  $I$  в простой цепи  $EABE$  выразится так:  $I = \frac{E}{R}$ ; тогда разность потенциалов между точками  $a$  и  $b$ , между которыми сопротивление равно  $r$ , выразится по п. 671, так:

$$a - b = I \cdot r = E \cdot \frac{r}{R}.$$

В проволоке  $ab'b$  находится элемент  $e$ , электродвижущая сила  $e$  которого должна быть сравнена с силою  $E$ . Понятно, что  $e$  должно быть меньше  $E$ . Пусть сила  $e$  действует по направлению стрелки.

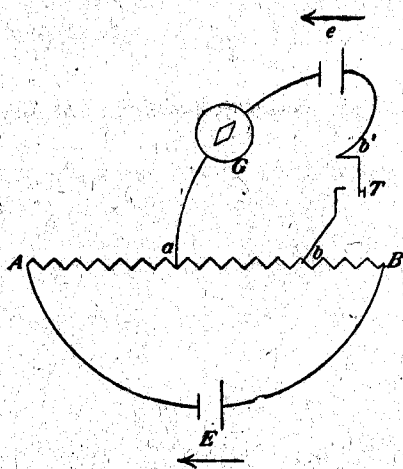


Рис. 358.

Если теперь наложить  $b'$  на  $b$  посредством замыкателя  $T$  и если при этом  $a - b = e$ , то получается разность потенциалов  $a - b$ , действующая по направлению  $ab'b$ , т. е. против  $e$ . Электродвижущая сила  $e$  уравновешивает (659), или компенсирует ее, и тока в гальванометре не получается. В этом случае, при котором отсутствие тока в гальванометре достигается соответствующей регулировкой  $r$  и  $R$ , имеем:

$$e = I \cdot r = E \frac{r}{R}; \quad (134)$$

из этого равенства  $e$  вычисляется по  $E$ .

Сопrotивлением  $AB$  может служить магазин сопротивлений около 10 000  $\Omega$ . Для того, чтобы можно было получить ответвления в  $a$  и  $b$ , пользуются кусками латуни  $M$  (687) с конический высверленными отверстиями, в которые вставляются снабженные зажимами конические штифты (вставные контакты).

Так как элемент  $e$  при измерениях не дает тока, то таковым может быть и непостоянный элемент, особенно же нормальный элемент <sup>1)</sup> (666 и 726<sup>a</sup>), с которым сравнивают другой точно так же непостоянный элемент, достигая их взаимной компенсации.

По уравнению (134)  $I$  может быть найдено по  $e$  и  $r$ . Этим нулевым методом измерения токов при помощи нормального элемента  $e$  пользуются для калибровки аппаратов с указателями, описанных в п. 778 (компенсационный аппарат, Фейснер).

## Глава 10. Об электролизе

697. Электроды. Чтобы пропустить электрический ток через электролит, с полюсами батареи соединяют две металлические пластинки

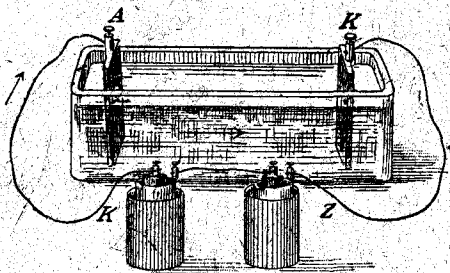


Рис. 359.

А и К (Рис. 359), которые погружают в электролит. Пластины эти называются электродами. По одному электроду А ток входит в электролит, по другому К выходит из него; первый называется анодом, второй — катодом; анод соединяется с медным или угольным полюсом батареи, катод — с цинковым.

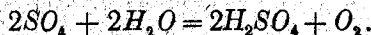
698. Разложение воды. Возьмем в качестве электролита разведенный

<sup>1)</sup> В этом случае замыкатель  $T$  должен замыкаться только тогда, когда компенсация уже почти достигнута.

раствор серной кислоты в воде, а в качестве электродов употребим платиновые пластинки; батарею составим из нескольких последовательно один за другим соединенных свинцовых аккумуляторов. Если замкнуть ток, то на электродах замечается образование газов, тогда как между электродами такого образования их не наблюдается. Таким образом, посредством тока производится химическое разложение, электролиз.

Чтобы собрать выделяющиеся газы, пользуются прибором А. В. Гофмана (Рис. 360). Платиновые пластинки *A* и *K* служат соответственно анодом и катодом; через находящуюся между электродами *A* и *K* часть электролита проходит ток; в трубках *R<sub>a</sub>* и *R<sub>k</sub>* собираются газы. При этом оказывается, что образовавшийся в *R<sub>k</sub>* газ имеет вдвое больший объем, чем получившийся в *R<sub>a</sub>*; первый газ представляет водород, второй — кислород; на катоде получается водород, на аноде — кислород.

Так как последними продуктами электролиза являются обе составные части воды, то обыкновенно говорят, что при этом опыте ток разлагает воду. Однако, те же самые окончательные продукты получаются и при допущении, что током разлагается  $H_2SO_4$  на  $H_2$  и  $SO_4$ , и что неизвестное в свободном состоянии соединение  $SO_4$  действует у анода на служащую растворителем воду по уравнению:



По некоторым причинам этому допущению следует отдать предпочтение.

699. При электролизе металлических солей металл выделяется на катоде, все равно—взята ли соль, как обыкновенно, в водном растворе или в расплавленном состоянии. Каждый электролит, по мнению Гитторфа, в химическом отношении имеет строение соли.

700. Продукты разложения появляются только на электродах, как бы далеко они ни отстояли друг от друга. Нельзя однако допустить, чтобы, например, частичка водорода, появляющегося на катоде, и частичка выделяющегося в то же время на аноде кислорода происхо-

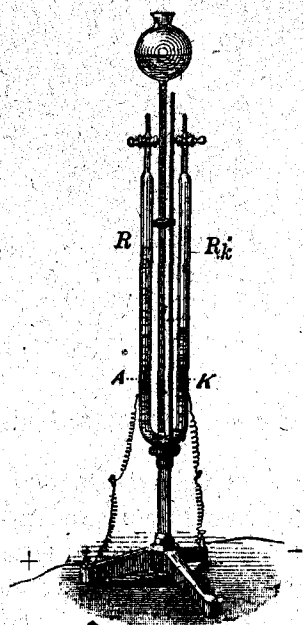


Рис. 360.



дили из одной и той же молекулы  $H_2SO_4$ . Это обстоятельство объясняется различным образом.

701. Теория Гротгуса. Молекула электролита содержит две составные части, которые, по предложению Фарадея, называются ионами; одна из этих составных частей, анион, заряжена отрицательно, другая, катион, имеет положительный заряд такой же

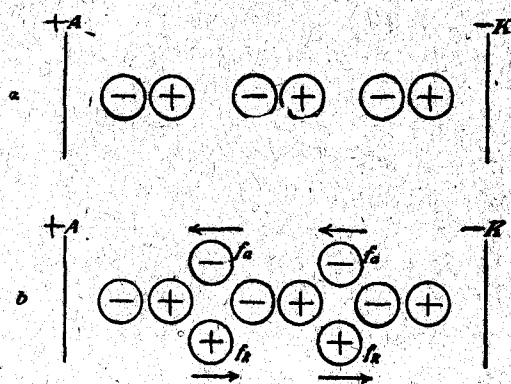


Рис. 361.

величины. В случае, приведенном в п. 698, анионом было бы  $SO_4$ , катионом —  $H^+$ . Электрическая сила, имеющая направление от анода к катоду, прежде всего располагает молекулы электролита так, что отрицательный анион оказывается обращенным к аноду А, а положительный катион — к катоду К (Рис. 361а); затем, эта сила, если она имеет достаточную величину, произво-

дит расщепление находящейся у анода молекулы электролита. Выделившийся из молекулы анион отдает свой отрицательный заряд аноду, а освободившийся катион соединяется с анионом соседней молекулы, и этот процесс распространяется все дальше от частички к частичке, пока не освободится катион лежащей у катода частички, и не отдаст своего положительного заряда катоду. Таким образом, положительное электричество вместе с катионом переходит к катоду, а отрицательное с анионом — к аноду; эти электрические движения, эквивалентные оба идущему от анода к катоду току положительного электричества, вместе составляют полный ток. Происходящие внутри электролита движения ионов незаметны, потому что всякий раз за расщеплением следует новое соединение ионов.

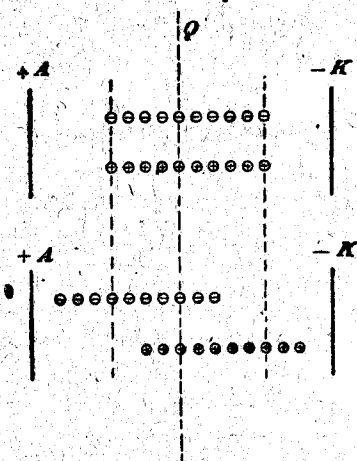
Согласно этой теории, ток в электролите может возникнуть только тогда, когда электрическая сила достигнет известной величины, необходимой для расщепления молекул; согласно же закону Ома, наоборот, уже самая малая электрическая сила вызывает ток, пропорциональный ее величине.

702. Теория Клаузиуса и Аррениуса, свободные ионы. Это затруднение устраняется высказанным впервые Р. Клаузиусом и затем развитым далее Аррениусом допущением, согласно которому при равновесии электролита, хотя бы через него и не проходил вовсе

ток, часть его молекул расщепляется на заряженные разноименным электричеством ионы (электролитическая диссоциация). Получившиеся из расщепившихся молекул заряженные ионы называются свободными ионами (Рис. 361,  $f_a$  и  $f_k$ )<sup>1)</sup>. Так как в каждой части пространства, заполненного электролитом, находится одинаковое число и катионов и анионов, и так как положительный заряд катиона по своей абсолютной величине равен отрицательному заряду аниона, то, несмотря на эти заряды, электролит представляется ненаэлектризованным (Рис. 361).

Если же через электролит проходит ток, то направленная от анода к катоду электрическая сила вызывает движение свободных ионов, а именно: положительно заряженные катионы она заставляет передвигаться к катоду, а отрицательно наэлектризованные анионы — к аноду; оба эти движения в электрическом отношении равносильны току положительного электричества от анода к катоду. Следовательно, согласно этому взгляду, движутся только свободные ионы, и проведение электролитом тока вызывается этими движениями свободных ионов.

Для наглядности приводим схематический рисунок (Рис. 361<sup>a</sup>). На этой схеме отношение скоростей аниона и катиона принято равным 3:2; через каждое поперечное сечение передвигаются три аниона к аноду и два катиона к катоду; на аноде становятся свободными пять анионов, а на катоде пять катионов. Число ставших свободными, или отщепившихся ионов зависит от суммы скоростей аниона и катиона. Пусть  $\mathcal{N}$  означает число свободных ионов в 1 куб. сант.,  $u_a$  и  $u_k$  — соответственно скорости аниона и катиона,  $e$  — заряд иона. Через единицу поперечного сечения в 1 секунду катионы переносят заряд  $\mathcal{N} \cdot u_k \cdot e$  по направлению тока, а анионы заряд  $-\mathcal{N} \cdot u_a \cdot e$  по направлению, противоположному току. Результатом этого (629) является ток,

Рис. 361<sup>a</sup>.

<sup>1)</sup> Если для химика представляется странным, что, например, в растворе хлористого калия должны содержаться свободные ионы калия, то не надо забывать, что гипотетическая частичка, называемая ионом калия, имеет электрический заряд, и ее нужно отличать от частички того, обычно представляемого нами тела, которое мы называем калием.

плотность которого

$$i = \mathfrak{N} \cdot e (u_a + u_k). \quad (134^a)$$

702<sup>a</sup>. Гитторфово число переноса. Пусть  $Q$  (Рис. 361<sup>a</sup>) означает поперечное сечение в электродите, до которого не доходят химические изменения у электродов. Вследствие описанного перемещения ионов число анионов на обращенной к аноду стороне  $Q$  за 1 секунду на 1 кв. сант. увеличивается на  $z_a = \mathfrak{N} \cdot u_a$ ; тогда как на той же анодной стороне становятся свободными  $f_a = \mathfrak{N} (u_a + u_k)$  анионов.

Отсюда

$$\frac{z_a}{f_a} = \frac{u_a}{u_a + u_k} = n. \quad (134^b)$$

Это  $n$  и называется числом переноса аниона (Гитторф).

Из уравнения (134<sup>b</sup>) следует, что

$$\frac{u_a}{u_k} = \frac{n}{1-n}. \quad (134^c)$$

Для случая, изображенного на схеме (Рис. 361<sup>a</sup>),  $n = 0,6$ . Ср. подстрочное примечание к п. 705.

703. Продукты электролиза, поддающиеся наблюдению, либо — как в случае электролитического отложения металлов — представляют ионы, освобожденные от их зарядов (впрочем, обычно конечные продукты получают лишь в результате вторичных, т. е. независимых от электрического тока, реакций; так, например, несколько ионов одного и того же рода могут соединиться в электрически-нейтральную молекулу, как это происходит при образовании молекулы  $Cl_2$  из двух  $Cl$ -ионов) либо происходят реакции между ионами и электродами, растворителем или другими присутствующими около электродов веществами.

В п.п. 704—706 приведены типические примеры электролитических процессов.

704. Электролиз расплавленного хлористого лития между угольным стержнем в качестве анода и заостренной железной проволокой, служащей катодом. Анион здесь хлор, катион — литий; первый выделяется на угле, второй на железной проволоке. Такого рода электролитический процесс привел Г. Дэви к открытию щелочных металлов.

705. Водный раствор азотнокислого серебра ( $AgNO_3$ ), анод из серебра. На катоде выделяется металлическое серебро; анион  $NO_3$  соединяется с веществом серебряного анода в  $AgNO_3$ , которое переходит в раствор.

Возвращаясь к схеме, изображенной на рисунке 361<sup>a</sup>, представим себе, что пять освободившихся анионов  $NO_3$  притягивают из серебряного анода пять катионов  $Ag$ ; при этом концентрация  $AgNO_3$  у анода увеличивается, у катода уменьшается<sup>1)</sup>.

Окончательным результатом электролиза является, таким образом, перенос серебра через электролит от анода к катоду и связанное с этим перемещение растворенной соли к аноду. Платиновый тигель  $K$  (Рис. 362), содержащий серебряный раствор, служит катодом; анодом является накрученный на стеклянную палочку  $g$  погруженный в раствор серебряный листок. Во избежание отпадения от него в платиновый тигель твердых частичек этот листок обертывается кусочком ткани.

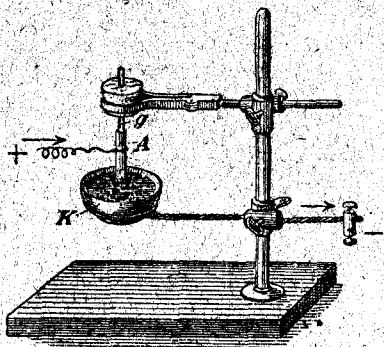
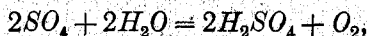


Рис. 362.

706. Водный раствор сернокислого натрия ( $Na_2SO_4$ ) между платиновыми электродами. Раствор находится в V-образной трубке (Рис. 363); анионом является  $SO_4$ , катионом— $Na_2$ ; оба реагируют со служащей растворителем водой; первый—по уравнению:



второй—по уравнению:

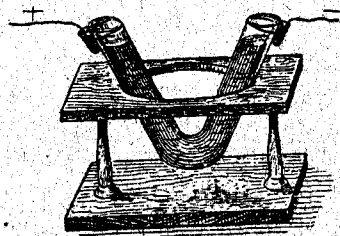
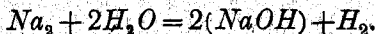


Рис. 363.

Таким образом, в качестве продуктов электролиза на аноде являются серная кислота и кислород, а на катоде—едкий натр и водород. Если к жидкости прибавить немного лакмусовой настойки и слегка подкислить ее у катода, отчего она там покраснеет, то при пропускании тока окраска в обоих коленах изменится и делается красной у анода и синей у катода.

707. Влияние плотности тока на образующиеся продукты. При одной и той же силе тока поперечное сечение электродов, т. е. плотность тока

<sup>1)</sup> Определение увеличения количества серебра на анодной стороне ведет к определению  $z_a$ , о котором шла речь в п. 702<sup>a</sup>; а так как  $f_a$ , согласно п. 710, определяется по силе тока и по времени его действия, то является возможность определить Гиттборфова число переноса  $n$ . В данном случае это число оказалось равным 0,53.

у электродов (671) не влияет на количество отщепляющихся ионов, но оказывает влияние на поддающиеся наблюдению продукты, которые возникают при электрической нейтрализации. Так, например, серебро в описанном в п. 705 опыте при токе умеренной плотности выделяется в кристаллической форме, при токе же большой плотности—в виде черноватого порошка. При электролизе водного раствора серной кислоты (698) на платиновом аноде могут образоваться озон ( $O_3$ ), перекись водорода ( $H_2O_2$ ) и надсерная кислота ( $S_2O_8H_2$ ), при чем, как показал Рихарц,  $S_2O_8H_2$  получается только тогда, когда рядом с анионами  $SO_4$  имеются также анионы  $SO_4H$ , и притом именно в результате соединения и электрической нейтрализации двух таких анионов  $SO_4H$ . На количества, в которых образуются упомянутые вещества, наряду с другими обстоятельствами большое влияние имеет также плотность тока.

**708. Первый закон Фарадея.** Продукты электролиза в количественном отношении определяются двумя открытыми Фарадеем в 1834 г. законами. Первый закон гласит: один и тот же ток в течение одного и того же времени разлагает эквивалентные количества электролитов, или выделенные одним и тем же током в течение одинакового времени количества различных ионов относятся друг к другу, как их эквивалентные веса. Эквивалентным весом какого-либо вещества называется его атомный вес, разделенный на число, показывающее его атомность. Если пропускать один и тот же ток через азотно-кислое серебро, серноокислый цинк, сернокислую медь, то выделяющиеся на катоде количества серебра, цинка, меди относятся, как  $107,88 : \frac{65,4}{2} : \frac{63,6}{2}$ , так как 107,88; 65,4 и 63,6 выражают атомные веса этих трех металлов; при этом серебро одноатомно, а цинк и медь в ее кислородных соединениях двухатомны. Из этого закона в развитие теорий, изложенных в п.п. 701 и 702, следует, что эквивалентные количества всех ионов заряжены равными количествами электричества.

**709. Второй закон Фарадея.** Выделяющееся в единицу времени количество какого-либо иона зависит только от силы тока и при том ей пропорционально, а следовательно, пропорционально, с одной стороны, количеству электричества, проходящего в единицу времени через электролит, а с другой—магнитной силе тока (677).

**710. Эквивалентный заряд, элементарное количество электричества.** Электрохимический эквивалент какого-либо иона представляет количество его, выделяемое током силы = 1 в единицу времени. Электрохимический эквивалент серебра равен 4,025 грамма для тока в 1 ампер в течение часа

или 0,001118 грамм для такого же тока за 1 секунду (Ф. и В. Кольрауш и лорд Рэлей). Граммэквивалент серебра, а значит, по п. 708, граммэквивалент какого-либо другого вещества, выделяется

$$\frac{107,88}{0,001118} = 96500 \text{ амперсекундами, или (737) количеством электричества}$$

в 96500 кулонов. Посредством этой постоянной, так называемого эквивалентного заряда, можно, на основании законов Фарадея, заранее вычислить количество продуктов электролитического процесса. Так, например, один кулон выделяет

$$\frac{1,008}{96500} = 0,00001045 \text{ гр.}$$

водорода, а из окисных соединений меди  $\frac{31,8}{96500} = 0,0003295$  гр. меди.

Одноатомный ион, например, ион водорода, является носителем, по п. 708, определенного электрического заряда  $e$ , а согласно п. 386, один граммэквивалент водорода содержит  $6,09 \cdot 10^{23}$  атомов или ионов водорода. Поэтому

$$e = \frac{96500}{6,09 \cdot 10^{23}} = 1,58 \cdot 10^{-19} \text{ кулона}$$

$$= 1,58 \cdot 10^{-20} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 4,74 \cdot 10^{-10} \text{ электростатических единиц}$$

(679 и 738). Двухатомный ион является носителем  $2e$ . „Электричество делится на определенные элементарные количества, которые являются как бы атомами электричества“ (Г. Гельмгольц, Faraday Lecture, Vortäge und Reden, т. 2-ой, стр. 296). Поэтому заряд  $e$  называется элементарным количеством электричества<sup>1)</sup>.

711. Вольтметр. На основании второго закона Фарадея сила постоянного электрического тока может быть определена по его электролитическому действию, измеряемому с помощью так называемого вольтметра. Если ток выделяет, например, в секунду  $p$  граммов серебра, то его сила =  $\frac{p}{0,001118}$  амперов; если он вы-

деляет из сернокислой меди  $q$  граммов меди в секунду, то его сила =  $\frac{q}{0,0003295}$  амперов.

В качестве серебряного вольтметра употребляется описанный в п. 705 прибор; серебрянный осадок плотно пристаёт к платиновому

<sup>1)</sup> Каждый электрический заряд, например, хотя бы заряд металлического шара, следует представлять себе из отдельных элементарных количеств (квантов).

Прямое, независимое от числа Авогадро определение электрического кванта см. в п. 750.

тиглю; его можно промыть, высушить и взвесить. Серебряный вольтметр служит для точного измерения слабых токов, медный или водяной (698) — для измерения сильных токов.

712. Осаждение металлов. Цинковый стержень, погруженный в раствор сернокислой меди, покрывается металлической медью; медь осаждается из раствора цинком, тогда как цинк не осаждается медью.

Поскольку поверхность цинка не вполне однообразна, на ней всегда найдется место  $U$  (Рис. 364), которое, подобно меди, находится

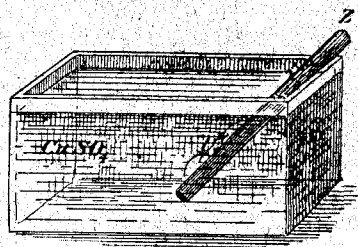


Рис. 364.

по отношению к возбуждению электродвижущей силы, в состоянии, противоположном чистому цинку. Такого рода место  $U$  образует с чистым местом поверхности цинка и с раствором гальванический элемент, в котором ток движется через электролит от чистого цинка к месту  $U$ . При  $U$  осаждается медь, и затем движение тока и частиц меди продолжается в том же самом направлении.

Таким образом, здесь медь осаждается электрическими токами, называемыми местными.

Если же медный стержень находится в растворе цинковой соли, то местный ток, если бы он осадил при  $U$  цинк, сейчас же изменил бы свое направление, так что непрерывного осаждения цинка не могло бы получиться; медь в цинковом растворе находится в состоянии устойчивого равновесия.

Если в элементе, образованном двумя металлами  $A$  и  $B$  и раствором, ток идет от  $A$  через раствор к  $B$ , то мы будем говорить, что  $A$  в растворе по отношению к  $B$  имеет свойства анода. Металл  $A$ , играющий в растворе роль анода относительно другого металла  $B$ , должен осаждать его из раствора.

713. Отношение цинка к разведенной серной кислоте. Разведенная серная кислота не действует на внесенный в нее химически чистый цинк. Но если прибавить к ней несколько капель раствора хлорной платины, то происходит растворение цинка в кислоте с выделением водорода. Именно, тогда на некоторых местах поверхности цинка образуется осадок платины, и проходящий через кислоту от цинка к платине местный ток выделяет на платине водород, а на цинке остаток  $SO_4$ , который с  $Zn$  образует  $ZnSO_4$ .

Нечистый цинк, например, цинковый полюс гальванического элемента, защищают от непосредственного разъедающего действия кислоты,

делая поверхность однообразной посредством ее амальгамирования, и тем предотвращают образование местных токов, вызывающих в элементе бесполезную трату матерьялов.

714. Технические приложения. Чтобы покрыть металл слоем другого металла, например, слоем меди, чтобы его пониккеллировать, посеребрить или позолотить, его делают катодом в медной, никкелевой, серебряной или золотой ванне. Золото и серебро для получения плотного и прочно пристающего слоя осаждают из их синеродистых солей. Можно получить осадок меди довольно значительной толщины на соответствующей рельефной проводящей поверхности и затем снять с нее этот слой, благодаря чему получается слепок с рельефа (гальванопластика). Медь электролитическим путем очищают от посторонних примесей. Металлический алюминий получают при помощи электролиза из расплавленных соединений его в больших количествах и при сравнительно незначительных расходах.

Чтобы платинировать кусок платины, т. е. покрыть его слоем порошка платины, так называемой платиновой черни, этот кусок делают катодом в платиновой ванне из 1 части хлорной платины на 30 частей воды с прибавлением 0,008 части уксуснокислого свинца при плотности тока в 0,03 ампера на 1 кв. сант.

### Глава 11. О гальванической поляризации.

715. Постановка опыта. Пусть из шести наполненных ртутью углублений (Рис. 365) 1 и 2 соединены с гальванической батареей *B*, 3 и 4—с электродами электролитического сосуда *V*, в котором желают вызвать разложение, а 5 и 6—с гальванометром *G*. В зависимости от того, соединены ли посредством металлического проводника *W* (т. наз. „качели“) 3 и 4 углубления соответственно с 1 и 2, или с 5 и 6, электролитический сосуд *V* включается в цепь батареи, или же выводится из нее и соединяется с гальванометром.

716. Свинцовые пластинки в разведенной серной кислоте. Электролитический сосуд состоит из двух свинцовых пластинок, погруженных в разведенную серную кислоту. Если его соединить с гальванометром, то не обнаруживается никакого тока, так как нет оснований, почему бы току пойти по тому,

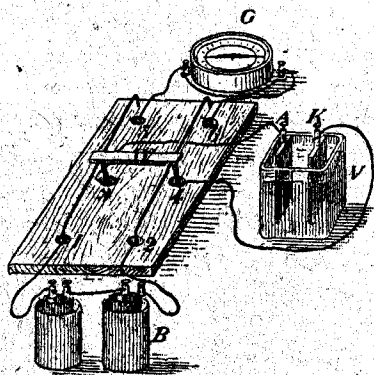


Рис. 365.



а не по другому направлению. Затем через электролитический сосуд пропускают в течение короткого времени ток батареи, так называемый полярирующий ток, после чего батарею разобщают с сосудом, а последний соединяют с гальванометром (715). Теперь гальванометр обнаруживает уже наличие тока, поляризационного тока, который в электролитическом сосуде направлен в сторону, противоположную поляризующему току, и через короткое время исчезает; его можно в любой момент вызвать снова с помощью непродолжительного действия поляризующего тока.

717. Причина возникновения поляризационного тока. Поляризационный ток показывает, что электролитический сосуд приобретает, благодаря поляризующему току, некоторую электродвижущую силу, которая действует в противоположном поляризующему току направлении и которую мы назовем электродвижущей силой поляризации. Если обратить внимание на свинцовые пластинки после пропускания через электролитический сосуд в течение некоторого времени сильного поляризующего тока, то заметим, что пластинка *A*, служившая при действии поляризующего тока анодом, побурела, тогда как другая пластинка *K* едва изменила свою окраску. В самом деле, свинцовые пластинки в разведенной серной кислоте покрываются тонким слоем сернокислого свинца, который на аноде превращается в  $PbO_2$  (перекись свинца), а на катоде восстанавливается в губчатый свинец; в электродвижущем же отношении  $Pb$  относится к  $PbO_2$ , как цинк к меди. Таким образом, возникает электродвижущая сила поляризации, которая, имея направление, противоположное поляризующему току, ослабляет его во время его действия. Когда же батарея разобщается с электролитическим сосудом, и он замыкается сам на себя, то электродвижущая сила вызывает поляризационный ток. Этот ток, проходя в направлении, противоположном поляризующему току, образует на обоих электродах  $PbSO_4$  и тем прекращает поляризацию, которая может быть опять вызвана новым пропусканием поляризующего тока.

718. Свинцовый аккумулятор. Посредством известной обработки свинцовых пластинок можно достигнуть того, что они будут не только на поверхности, но и на более значительную глубину превращаться — одна в  $PbO_2$ , а другая в губчатый свинец. Тогда, пропуская через аппарат каждый раз соответствующее количество поляризующего тока, можно из этого аппарата получить довольно значительное количество поляризационного тока. Применяемый в качестве источника тока этот прибор называется свинцовым аккумулятором, поляризующий ток — заряжающим током, а поляризационный — током разряда. Э. д. с.

последнего в течение большей части времени разряджения составляет около 2,1 вольта (735). Свинцовые аккумуляторы служат в технике, чтобы запастись электрическую энергию, особенно от динамомашин (801)<sup>1)</sup>.

719. Платиновые пластинки в разведенной серной кислоте. В этом случае, при действии поляризующего тока, на аноде, кислородном электроде, выделяется кислород и его соединения (707), а на катоде, водородном электроде, — водород (698); поляризационный же ток проходит в поляризованном сосуде через электролит от водородного электрода к кислородному.

720. Газовый элемент Грове. Два стеклянных стаканчика, наполненных разведенной серной кислотой и снабженных платиновыми электродами *W* и *S*, погружаются открытыми концами в наполненную той же жидкостью ванну. В стаканчик, содержащий электрод *W*, вводится такое количество водорода, а в другой стаканчик с электродом *S* — такой объем кислорода, чтобы платиновые пластинки были частью окружены газом, а частью погружены в жидкость. При соединении электродов *W* и *S* металлическим проводником получается ток, идущий через электролит от „водородного электрода“ к „кислородному“ и усиливающийся, если к кислороду примешан озон. Этот ток газового элемента Грове нужно поэтому свести к подобной же причине, как и описанный в предыдущем пункте поляризационный ток, воз-

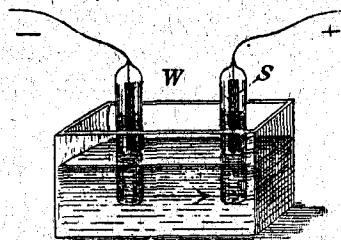


Рис. 366.

<sup>1)</sup> При выделении поляризационным током на *Pb* (свинце) остатка  $SO_4$  и на  $PbO_2$  (перекиси свинца)  $H_2$  совершаются следующие реакции:



и



Если же после прекращения поляризационного тока вновь пропустить поляризующий ток, то в результате выделения ионов  $SO_4$  и  $H_2$  получается:



и



Таким образом, при разряджении жидкость становится беднее кислотою, вследствие чего ее удельный вес падает. Последний должен равняться в заряженном аккумуляторе 1,20 (24° по Боме, п. 144) и при разряджении не спускаться ниже 1,15. Сила тока при разряджении не должна превышать 1 ампера на квадратный дециметр, и напряжение не должно падать ниже 1,8 вольта.

никновению которого содействует образование, рядом с  $H_2$  и  $O_2$ , также и  $O_3$  и  $S_2O_8H_2$ .

721. Происхождение поляризации можно подробнее выяснить на примере поляризации водорода на платине. Появление электрически нейтрального водорода на платиновом катоде ведет здесь за собою появление положительно заряженных ионов водорода в количестве, растущем вместе со скоплением нейтрального водорода. Таким образом, в электролите возникает положительный слой, который оказывает притяжение на противолежащий отрицательный слой в металле, образует с ним двойной слой и тем вызывает скачкообразный подъем потенциала (625), переводящий положительное электричество через электролит от водородного электрода к кислородному. Это объяснение, с соответственными изменениями, можно приложить и к другим случаям поляризации; оно показывает, почему поляризация всегда действует по направлению, противоположному поляризующему току. Так как часть этого тока затрачивается на образование двойного слоя, то количество выделившегося нейтрального водорода должно быть несколько меньше, чем сколько следовало бы по закону Фарадея; а так как скачкообразный подъем потенциала пропорционален заряду и толщине двойного слоя (625), то уменьшение это зависит от толщины и при сравнительно значительной величине ее становится весьма малым. Затруднения, с которыми должна еще считаться в настоящее время теория поляризации, проистекают из того, что толщина двойного слоя неизвестна.

722. Разложение воды. Если на описанный в п. 719 электролитический сосуд действуют возрастающие электродвижущие силы, то растет и поляризация, уравнивающая в каждый данный момент действующую электродвижущую силу, пока не наступит непрерывное разложение воды, возможное лишь по достижении электродвижущей силой величины, превышающей известный предел. До достижения его, химические свойства обоих соприкасающихся проводников должны, следовательно, по п. 662, претерпевать непрерывное изменение, причину которого надо искать здесь, по п. 721, в постоянно растущем скоплении выделяющихся на электродах газов. Этот предел для платинированных пластинок (714) равен 1,8 вольта; для полированных он еще больше и, значит, больше, чем э. д. с. даниэлева элемента. Поэтому при помощи этого элемента нельзя достигнуть непрерывного разложения воды.

723. Неполаризующиеся электроды. Пусть электролитический сосуд составляют цинковые электроды в концентрированном растворе серно-

кислого цинка. Проходящий через электролитический сосуд ток выделяет на катоде цинк, а на аноде остаток  $SO_4$ , снова образующий с цинком анода сернокислый цинк. Единственное изменение, производимое током в свойствах соприкасающихся веществ, состоит в том, что концентрация раствора у анода несколько увеличивается, а у катода немного уменьшается; от этого зависит наблюдаемый в электролитическом сосуде небольшой остаток поляризации (666<sup>a</sup>). Пренебрегая им, электроды этого электролитического сосуда называют неполяризующимися. К таким неполяризующимся электродам принадлежат, следовательно, металлические электроды, находящиеся в растворе соли того же, что и сами они, металла.

724. Непостоянные и постоянные элементы. Гальванический элемент непостоянен (665), если он в качестве полюсов имеет поляризующиеся электроды; в обыкновенном вольтовом элементе (658) поляризация имеет место, главным образом, на медном полюсе. А именно, в неполяризованном элементе, особенно при действии кислорода воздуха, в раствор переходит некоторое количество меди, и потому медный полюс окружается весьма слабым раствором медной соли, из которого поляризующий ток выделяет медь. Благодаря этому медный раствор становится еще более разведенным, а вместе с тем медь, по п. 666<sup>a</sup>, делается более анодной, и таким образом уменьшается электродвижущая разность между медью и цинком.

В постоянном элементе в качестве полюсов должны быть неполяризующиеся электроды. Таким постоянным элементом является нижеописанный элемент Даниэля.

725. В элементе Даниэля (665) полюсы — цинк в сернокислом цинке и медь в сернокислой (концентрированной) меди — представляют неполяризующиеся электроды. Ток идет через электролит от цинка к меди; на служащем анодом цинковом полюсе освобождающийся остаток  $SO_4$  образует новое количество  $ZnSO_4$ , а на катоде (медном полюсе) выделяется новое количество меди. Окончательный результат процесса состоит в том, что при постоянной температуре цинк переходит в раствор, а эквивалентное растворенному цинку количество меди осаждается из своего раствора.

Если в элементе Даниэля  $ZnSO_4$  заменить посредством  $H_2SO_4$  (665), то при этом образуется, правда, у анода сернокислый цинк, которого раньше не было, однако пока еще имеется достаточное количество  $H_2SO_4$ , э. д. с. от этого почти не изменяется.

726. Элемент Бунзена (665) содержит точно также цинковый полюс в разведенной серной кислоте; угольный полюс делается не поляри-

зующимся электродом от того, что помещен в сильно окисляющую жидкость, концентрированную азотную кислоту ( $HNO_3$ ), которая окисляет освобождающийся на угле водород и тем предохраняет от вызываемой им поляризации. Бунзенов элемент в последнее время совершенно вытеснен свинцовыми аккумуляторами (688, 718).

Подобным же образом водородная поляризация устраняется или уменьшается при помощи окисляющих веществ и в некоторых других гальванических элементах.

726<sup>a</sup>. В нормальных элементах (666) выделяющийся на катоде металл, цинк или кадмий, растворялся бы в катодной ртути и тем самым изменял бы э. д. с. на поверхности ртути т. е. поляризовал бы ее, если бы этому не препятствовала в качестве деполяризатора сернокислая ртуть. Выделившийся металл, цинк или кадмий, осаждает из последней металлическую ртуть, а сам переходит при этом в раствор. Однако вследствие малой растворимости сернокислой ртути полная деполяризация достигается только при очень слабых токах, так что на практике нормальные элементы приходится отнести к непостоянным.

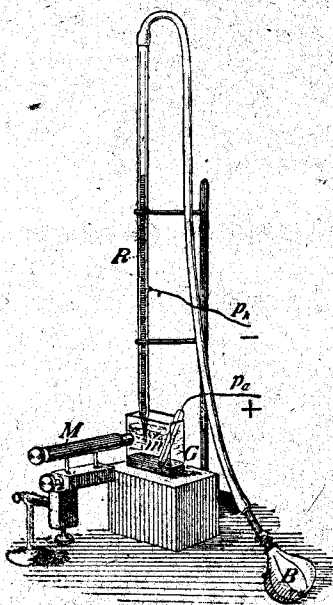


Рис. 367.

727. Капиллярный электрометр Липмана. Вертикальная, до некоторой высоты наполненная ртутью трубка  $R$  (Рис. 367) вытянута на своем нижнем конце при  $m$  в тонкую, книзу конически суживающуюся капиллярную трубку; этот конец погружается в разведенную серную кислоту. Благодаря направленному вверх капиллярному давлению, имеющему место у выпуклого книзу мениска ртути, ртутный столб удерживается в трубке. Так как краевой

угол ( $220$ ) между ртутью и стеклом в разведенной серной кислоте равен нулю, то это капиллярное давление, по п. 221, имеет величину

$$\frac{2T}{r},$$

где  $T$  — постоянная поверхностного натяжения между ртутью и разведенной серной кислотой, а  $r$  — радиус трубки у мениска.

Если, по установлении равновесия,  $T$  в силу каких-либо причин возрастает, то мениск передвигается вверх по конической трубке до

места ее, имеющего больший радиус просвета, пока капиллярное давление  $\frac{2T}{r}$  не примет вновь первоначальной величины.

На дно сосуда  $G$  наливается ртуть; платиновые проволоки  $p_a$  и  $p_b$  соединены со ртутью в сосуде и в трубке.

Соединим друг с другом эти проволоки и определим посредством микроскопа  $M$  положение ртутного мениска в капиллярной трубке. Введем затем в цепь между платиновыми проволоками гальванический элемент, э. д. с. которого не превышает 1 вольта (735), и цинковый полюс его соединим с  $p_b$ , а медный — с  $p_a$ ; тогда наблюдается, что ртутный мениск в капилляре устремляется вверх, и равновесие устанавливается при достижении мениском более высокого места трубки. Если же выключить из цепи элемент и снова соединить друг с другом проволоки  $p_a$  и  $p_b$ , то мениск опускается вниз в свое первоначальное положение.

Посредством включения элемента мениск поляризуется катодно, вследствие чего, согласно описанному опыту, поверхностное натяжение у ртутного мениска увеличивается.

Но серная кислота у поверхности соприкосновения ее со ртутью содержит в растворе некоторое количество ртутной соли, присутствие которой может быть обнаружено. Из этой ртутной соли поляризующий ток должен осаждать у катодного ртутного мениска металлическую ртуть, уменьшая при этом концентрацию ртутной соли в растворе. Так как экспериментальным путем может быть доказано, что прибавление ртутной соли к кислоте уменьшает поверхностное натяжение, то отсюда становится ясной одна из причин описанного действия.

Э. д. с. элемента, если она не слишком велика, уравнивается поляризацией (722). Так как во время действия поляризующего тока плотность его (707) у мениска несравненно больше, чем у большой поверхности ртути в сосуде, то практически важной оказывается только катодная поляризация у мениска. Вместе с тем э. д. с. включенного в цепь элемента принимается равной этой поляризации.

При применении воды, к которой прибавлено было  $\frac{1}{6}$  ее объема  $H_2SO_4$ , Липман нашел, что с увеличением э. д. с. включенного в цепь элемента до 0,95 вольта поверхностное натяжение возрастает, а затем при дальнейшем увеличении электродвижущей силы снова падает. Он заметил далее, что до 0,95 вольта показания прибора постоянны, т. е. известной э. д. с. включенного в цепь элемента всегда соответствует то же самое отклонение мениска. Следовательно,

прибор этот, носящий название капиллярного электрометра, может, если он эмпирически выверен, служить для измерения разности потенциалов до 0,95 вольта.

В случае необходимости прочистить капилляр при  $m$ , ртуть прогоняют через него помощью каучуковой груши  $B$ .

## Глава 12: Закон Джауля и абсолютная электромагнитная система мер

728. Джаулево тепло. В каждом однородном проводнике, по которому пропущен ток, развивается теплота, которую мы называем теплотой Джауля, так как Джауль первый определил ее законы. Теплота Джауля—это та теплота, которая доводит до каления угольную или металлическую нить лампы накаливания. Такая нить во избежание ее сгорания и для обеспечения возможно меньшей потери тепла вследствие теплопроводности помещается в хорошо эвакуированный стеклянный балончик<sup>1)</sup>. Теплотой Джауля раскаляют добела платиновые проволоки в гальванокаустике; ею пользуются электрические аппараты для нагревания и для варки пищи.

729. Закон Джауля. Джауль пропускал электрические токи определенной силы по проволокам, погруженным в воду калориметра (330), и определял теплоту токов по повышению температуры воды в калориметре. Он нашел, что в данной проволоке производимое в секунду количество теплоты пропорционально квадрату силы тока, а производимое одним и тем же током количество теплоты в различных проволоках пропорционально сопротивлению проволок. Если пропустить ток через две одинаковой толщины проволоки, платиновую и серебряную, включенные в цепь одна за другой, то в то время, как платиновая раскалится, серебряная останется темной (691). Те же законы верны и для проводников второго рода. Теплота Джауля  $Q$ , производимая в проводнике, сопротивление которого  $R$ , током  $I$  за время  $t$ , может быть выражена:

$$Q = \text{const. } I^2 \cdot R \cdot t. \quad (135)$$

<sup>1)</sup> Обыкновенно перед тем, как впаивать, нить и поддерживающие ее проволоки опрыскивают спиртом, в котором размешан очень мелко размолотый фосфор. Во время эвакуации посредством масляного или Гедевского насоса стеклянный балончик нагревают до температуры размягчения стекла с целью удаления особенно опасного водорода, пристающего к стенкам стекла. Затем лампа отпаивается от насоса, после чего нить накаливается выше нормальной температуры каления; при этом газы, еще оставшиеся внутри сосуда и выделяющиеся из нити, в большей своей части соединяются с испаряющимся фосфором и дают нелетучие соединения, которые осаждаются на стенках стекла. Конец процесса определяется тем, что прекращается сопровождающее его свечение, происходящее от тлеющего разряда (753) из раскаленной нити.

Выражаемые этим уравнением данные опыта могут быть обоснованы теоретически следующим образом. В проволоке  $BA$ , по которой идет ток по направлению от  $B$  к  $A$  (Рис. 340, п. 699) потенциал в  $B$  больше потенциала в  $A$ ; пусть разность потенциалов между  $A$  и  $B$  будет  $V$ . При перенесении количества электричества, равного  $1$ , от  $B$  к  $A$  электрические силы производят некоторую работу, пропорциональную  $V$  (621). Так как в секунду от  $B$  к  $A$  перетекает количество электричества, пропорциональное силе тока  $I$  (669), то электрические силы производят в проволоке в течение одной секунды работу, пропорциональную  $I \cdot V$ , а так как  $V = I \cdot R$  (661), то работа эта пропорциональна  $I^2 \cdot R$ . Этой же величине должно быть пропорционально рассчитанное на 1 секунду количество теплоты Джауля, так как она представляет единственный эквивалент работы, произведенной в проволоке электрическими силами.

729<sup>a</sup>. Тепловой амперметр. Посредством теплового амперметра измеряется сила тока, протекающего по тонкой проволоке  $ACB$  из платиносеребра или платиноиридия.  $CDE$ —тонкая проволока, закрепленная в  $C$  и  $E$ ,  $DR$  и  $GR$ —коконовые нити, натянутые при помощи пружины  $F$ , действующей в направлении стрелки. Прибор основан на вызванном Джаулевым теплом удлинении  $ACB$ ; сильно увеличенное тремя способами<sup>1)</sup>, это удлинение обнаруживается поворотом длинного указателя прикрепленного к катушке  $R$ . Калибрование прибора производится эмпирически; назначение его—служить для измерения токов, меняющих свое направление, или переменных; в противоположность магнитному отклонению, использованному в гальванометрах со стрелкой, Джаулево тепло не зависит от направления тока.

730. Абсолютная электромагнитная единица электродвижущей силы. Пусть  $A$  будет выраженный в эргах рабочий эквивалент (п. 86) развиваемой за время  $t$  в проволоке  $BA$  (п. 729) теплоты Джауля, пропорциональной  $I \cdot V \cdot t$ . Если мы, выражая силу тока  $I$  в абсолютных электромагнитных мерах (679), положим, что

$$A = I \cdot V \cdot t, \quad (136)$$

<sup>1)</sup> Например, удлинение расстояния  $cC$ , происходящее вследствие удлинения проволоки  $ACB$  превосходит последнее в отношении  $BC : cC$

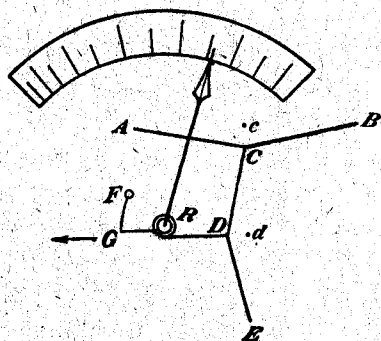


Рис. 367<sup>a</sup>.



то тем самым для действующей в проводнике  $BA$  электродвижущей силы  $V$  будет установлена определенная единица, которая (так как все находящиеся вместе с ней в уравнении (136) величины выражены в абсолютных мерах) во всяком случае представляет абсолютную единицу и называется электромагнитной единицей электродвижущей силы, или напряжения. Если подставить в уравнение (136)  $I = 1$ ,  $t = 1$ ,  $A = 1$ , то  $V = 1$ , т. е. абсолютная электромагнитная единица э. д. с. представляет напряжение между концами однородного проводника, в котором ток определенной силы, в электромагнитной мере, равной 1 (679), производит в течение одной секунды работу, равную 1 эргу. Если величина выражена в абсолютной электромагнитной мере в CGS. системе, то это в дальнейшем будет указано значком *e. m.*

731. Вольт. Так как абсолютная единица э. д. с. чрезчур мала в сравнении с э. д. с. употребляемых на практике гальванических элементов, то как практическую единицу берут абсолютную, увеличенную в  $10^8$  раз, и называют эту величину вольт (V). Электродвижущие силы употребительных гальванических элементов лежат, по п. 667, в пределах от 1 до 2 V.

732. Абсолютная электромагнитная единица сопротивления представляет сопротивление замкнутой цепи, в которой *e. m.* единица электродвижущей силы производит ток в *e. m.* единицу.

733. Ом. Так как абсолютная единица сопротивления чрезвычайно мала в сравнении с сопротивлениями, встречаемыми на практике, то как практической единицей пользуются увеличенной в  $10^9$  раз абсолютной единицей, при чем полученная единица, называемая омом ( $\Omega$ ), довольно близко подходит к старой сименсовой единице.

734. Ампер. Электродвижущая сила в 1 вольт производит в цепи, сопротивление которой равно 1 ому, ток, равный по закону Ома  $\frac{10^8}{10^9} = 0,1$  *e. m.*, т. е. 1 амперу (A). На основании этого допущения 1 A принимается за практическую силу единицы силы тока (679).

735. Установленные законом (интернациональные) единицы для электрических измерений. Посредством измерительных опытов сопротивление величиною в 1 ом<sup>1)</sup> и ток силой в 1 ампер установлены с большой степенью приближения. На основании полученных таким образом результатов даны рядом с теоретическими (731—734) следующие установленные законом<sup>2)</sup>, или интернациональные определения:

1) E. Dorn. Ueber den wahrscheinlichen Wert des Ohm. Berlin 1893.

2) Для Германии законом 1 июня 1898 г.

Законными единицами для электрических измерений являются интернациональный ом, интернациональный ампер и интернациональный вольт.

Интернациональный ом представляет сопротивление ртутного столба при  $0^\circ$ , длина которого, при поперечном сечении в 1 кв. милл., равна 106,3 сант.

Интернациональный ампер представляет постоянный ток, осаждающий в 1 секунду 0,001 118 грам. серебра.

Интернациональный вольт представляет такую электродвижущую силу, которая в проводнике с сопротивлением в 1 интернациональный ом производит ток в 1 интернациональный ампер.

Указанное в п. 667 значение э. д. с. нормального элемента Вестона определено международной комиссией в Вашингтоне (1910) и служит для того, чтобы измерять э. д. с. в вольтах.

Эти установленные законом определения не совсем тождественны с теоретическими (731—734), так как лежащие в основе их числовые величины могли бы быть немного изменены на основании позднейших опытов, и, кроме того, они округлены на четвертой цифре. Но в большинстве случаев, особенно в области техники, оба определения можно считать практически совпадающими.

736. Уатт. Если в ур ии (136) приравнять  $I=1$  амперу  $= 0,1$  е. м.,  $V=1$  вольту  $= 10^8$  е. м.,  $t=1$  сек., то работа  $A$  будет равна  $0,1 \cdot 10^8 = = 10^7$  эргов или 1 джауль в секунду. Этот эффект в 1 джауль в секунду, вызываемый 1 ампером в проволоке  $BA$ , на концах которой имеется разность потенциалов в 1 вольт, называется в о л т т - а м п е р о м или, по п. 184, уаттом. 1 джауль, называемый также уаттсекундой, эквивалентен количеству теплоты  $\frac{1}{4,186} = 0,2389$  грамм-калорий (338). От

истинного уатта немного отличается интернациональный уатт, равный эффекту 1 интернационального ампера в проволоке, на концах которой имеется напряжение в 1 интернациональный вольт. Один интернациональный джауль равен одной интернациональной уатт-секунде. 1 гр.-калория эквивалентна 4,184 интернациональным джаулям, следовательно, 1 интернациональный джауль эквивалентен  $\frac{1}{4,184} = 0,2390$  гр.-калории. Если выразить  $I$  в интернациональных амперах,  $V$  в интернациональных вольтах, то эффект в проволоке  $BA$  будет:

$$Q = I \cdot V \text{ инт. уатт} = 0,2390 \cdot I \cdot V \text{ грамм-кал. в сек.} \quad (137)$$

В основании электрокалориметрических методов (736<sup>a</sup>) всегда лежат интернациональные значения единиц.

**736<sup>a</sup>.** Электрическая подача теплоты; электрокалориметрические методы. Эти результаты дают очень удобный способ сообщения строго определенного количества теплоты какому-либо телу, например, жидкости; в нее вносится проволоочная катушка, через которую пропускается ток определенной силы при определенном напряжении. На этом основываются новые электрокалориметрические методы, при которых обыкновенно и температура измеряется электрическим способом, именно посредством платинового термометра. Обращаем внимание на следующие приложения:

1. Удельная теплота твердых и капельно-жидких тел. Вещество с заключенной в нем изолированной нагревательной катушкой из платиновой проволоки подвешивается для избежания тепловой отдачи вследствие теплопроводности в очень хорошо эвакуированном стеклянном сосуде<sup>1)</sup>, находящемся в ванне с постоянной температурой  $\vartheta$ . Нагревательная катушка служит вместе с тем, до и после сообщения теплоты, термометром, действие которого основано на изменении сопротивления. Удельная теплота  $c$  равна  $\frac{I \cdot V \cdot t \cdot 0,2390}{m \cdot \Theta}$ , где  $t$  обозначает продолжительность тока,  $\Theta$  — вызванное сообщением теплоты повышение температуры, а  $m$  — взятое количество вещества в граммах. Если взять  $\Theta$  малым, то получится истинная удельная теплота при температуре ванны  $\vartheta$  (Нернст). Вспомним, что по методу смешения (330) получается лишь средняя удельная теплота для большого температурного промежутка.

2. Удельная теплота газообразных тел. Нагревательная катушка помещается в протекающем газе, перед нею и за нею — платиновые термометры. Если не считаться с поправками на тепловые потери, удельная теплота равна  $\frac{I \cdot V \cdot 0,2390}{m_1 \cdot \Theta}$ , где  $m_1$  означает массу газа, протекающую через калориметр в секунду.

3. Скрытая теплота испарения. Жидкость поддерживается при температуре кипения; измеряется количество жидкости  $m$ , превращенное в пар нагревательной катушкой, погруженной в жидкость. Скрытая теплота испарения  $L$  равна  $\frac{I \cdot V \cdot t \cdot 0,2390}{m}$

4. Водяное значение  $W$  водяного калориметра получается из повышения температуры  $\Theta$ , вызванного электрической подачей теплоты, в виде  $\frac{I \cdot V \cdot t}{\Theta}$  уаттсекунд, что посредством умножения на 0,2390 можно

<sup>1)</sup> При очень низких температурах тепловая изоляция достигается почти в совершенстве.

перевести в калории (Иегер и Штейнвер). Этот способ применяется при определении теплот сгорания. Толстостенный металлический сосуд (бомба Берглю), содержащий в себе сжигаемое вещество вместе с достаточным количеством сжатого кислорода, находится в водяном калориметре. Водяное значение его вместе с бомбой, умноженное на повышение температуры, вызванное сожжением, дает теплоту сгорания.

Этот же самый принцип положен в основу компенсационного пиргелиометра (587) Ангстрема: из двух одинаково тонких, вачерненных с одной стороны прямоугольных платиновых пластинок, шириною в  $b$  сантим., сопротивления которых на 1 сантим. длины равны  $R_1$  ом, одна подвергается, по п. 587, действию измеряемой теплоты солнечного излучения, а по другой, защищенной от действия солнца, пропускается нагревающий ее электрический ток. Сила тока ( $I$  амп.) регулируется так, чтобы измеренное термоэлектрическим путем повышение температуры обеих пластинок было одинаково. Если, как в п. 587,  $Q$  представляет попадающее в одну минуту на один квадратный сантим. излучение солнца,  $A$  — поглощательную способность пластинки по отношению к этому излучению, то:

$$A \cdot Q = \frac{I^2 \cdot R_1 \cdot 0,2390 \cdot 60}{b}$$

Главное преимущество этого способа состоит в том, что не нужно принимать в расчет потерю теплоты в окружающее пространство, равную для обеих пластинок.

737. Кулон, фарад, микрофарад. Количество электричества, переносимое в секунду током в 1 ампер, называется 1 кулоном. Емкость конденсатора (624), на внутренней обкладке которого 1 кулон производит потенциал в 1 вольт, при чем его внешняя обкладка соединена с землей, называется 1 фарадом, а миллионная часть фарада названа 1 микрофарадом<sup>1)</sup>.

738. Скорость  $c$ , отношение электромагнитной и электростатической единицы количества электричества. Допустим, что круговое кольцо (Рис. 368) заряжено равномерно электричеством так, что на 1 сантим. длины дуги приходится электростатическая единица количества электричества (613). Если кольцо привести во вращение в пределах занимаемого им пространства, т. е. около проходящей через его центр и перпендикулярной

<sup>1)</sup> Точно так же микро-вольт = одной миллионной части вольта и т. д. Названия вольт, ом, кулон, фарад выбраны так, что они напоминают нам имена тех исследователей, которым мы обязаны больше всего нашим знанием соответствующей величины.

к его плоскости оси, то через каждое поперечное сечение  $Q$  забираемого кольцом пространства проходит определенное количество электричества так же, как и в том случае, когда по находящемуся в покое кольцу течет электрический ток. Роулэнд, в развитие теории В. Вебера <sup>1)</sup>, доказал на опыте, что вращающийся заряженный круг так же производит магнитные действия, как ток, проходящий

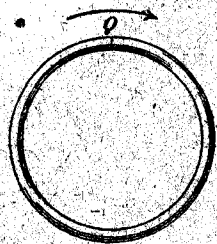


Рис. 368.

по неподвижному кольцу, и что вращающийся круг эквивалентен току неподвижного кольца. Для того, чтобы этот вращающийся круг был эквивалентен току в 1 е. м. единицу, скорость  $s$  какой-либо точки круга должна быть равна круглым числом 300000 километров в секунду, т. е. равна скорости света (В. Вебер и Р. Кольрауш, 1856). Отсюда видно, что при токе в 1 е. м. единицу проходит в секунду  $3 \cdot 10^{10}$  электростатических единиц, т. е. количество электричества, чрезвычайное большое в сравнении с количествами его, доставляемыми в секунду нашими электрическими машинами.

Соответственно этому, ток машины Гольца (618) вызывает лишь очень малые магнитные и гальванометрические действия.

739. Сохранение энергии в гальваническом элементе. Теплота Джауля, производимая в замыкающей цепи гальванического элемента, соответствует выигрышу энергии, для которого должен быть указан эквивалентный расход энергии. В элементе Даниэля, по п. 725, окончательный результат производимых током изменений состоит в том, что при постоянной температуре цинк переходит в раствор, и осаждается эквивалентное количество меди. Тот же результат получают, осаждая медь цинком (712) и отводя получаемую при этом (399 и след.)

<sup>1)</sup> Основанием теории В. Вебера служит предположение о том, что взаимодействие двух электрических количеств (зарядов) зависит не только от их величины и расстояния друг от друга, как то дается законом Кулона, но еще и от скоростей и ускорений этих зарядов. Коэффициенты, с которыми входят добавочные члены в закон Вебера, весьма малы, а потому при обычных условиях электростатических измерений добавочные члены имеют совершенно ничтожную величину и могут быть отброшены, при чем остается значущим лишь один член формулы, а именно кулоновский  $\frac{ee'}{r^2}$ . Другое дело, когда, как в опытах Роуланда, электрическому заряду сообщается громадная скорость; члены Вебера получают тогда уже заметную величину. При известной весьма большой скорости двух однозначных зарядов действующая между ними сила из отталкивательной переходит в притягательную.

теплоту<sup>1)</sup>. Изменения, производимые током в элементе, являются, таким образом, показателем расхода энергии, который, как и количество выделенной меди, пропорционален силе тока (709). Обозначая этот расход, выражаемый в эргах, для силы тока в 1 е. м. единицу за промежуток времени в 1 секунду через  $A$ , для его величины при силе тока  $I$  в секунду получим  $I \cdot A$ . Предполагая далее, что кроме теплоты Джауля, в цепи тока не производится никакой энергии, мы получим приобретение энергии  $c$  секунду, равное  $I^2 \cdot W = I \cdot E$  эргов, если э. д. с. элемента равна  $E$  е. м. единиц. Следовательно, при этом допущении должно быть:

$$I \cdot A = I \cdot E,$$

или

$$E = A, \quad (138)$$

т. е. э. д. с. элемента в абсолютной мере представляет выраженный в эргах эквивалент энергии происходящего в элементе химического процесса, рассчитанной на абсолютную единицу тока и на секунду. Опыты не подтверждают этого положения точно, а иногда (даже и приблизительно; по исследованиям В. Гиббса, Брауна и Гельмгольца это происходит оттого, что на пограничных поверхностях различных проводников, составляющих элемент, происходят еще и иные действия, обуславливающие приобретение или расход энергии.

### Глава 13. Явление Пельтье и термоэлектрический ток

740. Опыт Пельтье. Один конец висмутовой палочки спаявается с палочкой из сурьмы. Если через полученную таким образом спаянную палочку проходит ток, то происходит охлаждение или нагревание места спая, смотря по тому, идет ли ток по направлению от висмута к сурьме или же в противоположном направлении. Это явление называется явлением Пельтье (1834 г.). В приборе, изображенном на рис. 369, палочка, составленная из висмута  $W$  и сурьмы  $A$ , введена местом спая  $L$  в шар воздушного термометра так, что в тех местах, где палочка входит в шар, воздух не может просачиваться ни в шар, ни из него. Явление Пельтье наблюдают по поднятию или опусканию запирающей жидкости в узкой трубке  $R$ . Несколько мешает этим наблюдениям теплота Джауля; чтобы уменьшить ее, пользуются толстыми палочками с малым сопротивлением, но влияние ее

<sup>1)</sup> Эта теплота является здесь теплотой Джауля местных токов (712); в элементе Даниэля она распределяется на разные части цепи тока, в зависимости от их сопротивлений.

все же проявляется в том, что наблюдаемое на воздушном термометре охлаждение всегда меньше, чем получающееся при обратном направлении тока на нагревание. Если исключить это мешающее обстоятельство, то оба противоположных тепловых эффекта становятся равными, но величина их зависит от температуры. Явление Пельтье.

наблюдается и с другими металлами, но оно особенно сильно для висмута и сурьмы.

741. Термоэлектрический ток. (Т. Зебек, 1821). Толстая, дважды изогнутая под прямыми углами висмутовая пластинка *W* и прямая толстая пластинка сурьмы *A*, сложенные вместе (Рис. 370) и спаянные, образуют замкнутый прямоугольник, в середине которого помещена стрелка склонения (647). Поставив четырехугольник в плоскости магнитного меридиана, нагревают один спай в то время, как другой остается холодным; магнитная стрелка отклоняется от магнитного меридиана и показывает ток, идущий через нагреваемый спай от висмута к сурьме и называемый термоэлектрическим током. При употреблении других чистых металлов термоэлектрические силы оказываются меньше, чем при комбинации висмут-сурьма.

742. Термоэлектрический ток и явление Пельтье. На подогреваемом спае (Рис. 370), т. е. там, где термоэлектри-

ческий ток идет от висмута к сурьме, по п. 740, теплота поглощается, на другом спае теплота выделяется. Опыт показывает, что первая больше второй, т. е. что в целом, благодаря явлению Пельтье, происходит затрата теплоты на самое возбуждение термоэлектрического тока. В этой затрате тепла заключается часть эквивалента работы, на счет которой получается термоэлектрический ток.

743. Термоэлектрический элемент и термоэлектрический столбик. Рис. 371 изображает так называемый термоэлектрический элемент обыкновенной конструкции. Проводники *A* и *B* сделаны из разных металлов, и

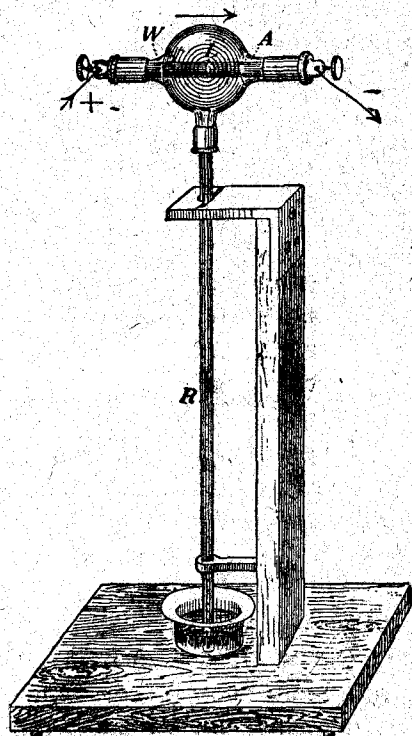


Рис. 369.

на концах  $L_0$  и  $L'_0$  к ним припаяны медные проволоки. Если, поддерживая  $L_0$  и  $L'_0$  при температуре окружающего пространства, нагревать  $L$ ,

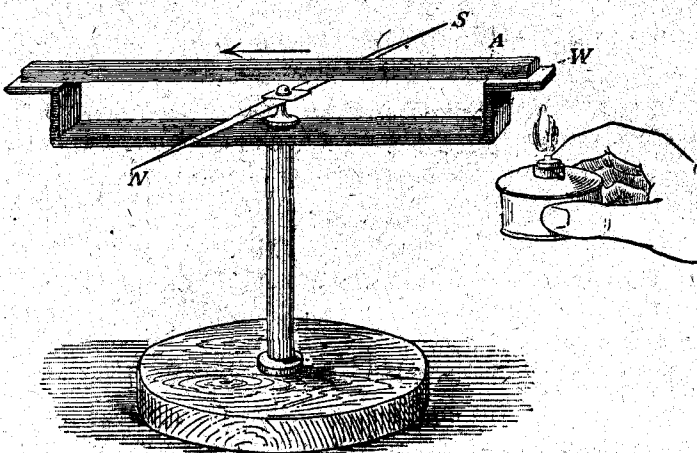


Рис. 370.

то электродвижущая сила термоэлектрического тока оказывается так же велика, как если бы  $A$  и  $B$  были соединены прямо в точках  $L_0$  и  $L'_0$  (661).

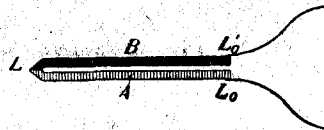


Рис. 371.

Рисунок 372 изображает схематично термоэлектрический столбик из висмута и сурьмы. Висмут следующего элемента всегда припаявается к сурьме предыдущего, и спаи расположены так, что нечетные 1, 3, 5, ... обращены к одной

стороне, а четные 2, 4, 6, ... — к другой. На концах припаяны медные проволоки. Если нагреть немного нечетные спаи, поддерживая четные при температуре окружающего пространства, то при соединении металлическим проводником проволок  $K$  полу-

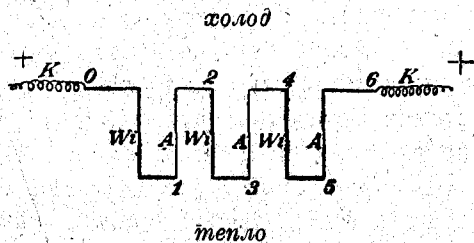


Рис. 372.

чают термоэлектрический ток, электродвижущая сила которого при  $n$  элементах в  $n$  раз больше электродвижущей силы одного элемента.

744. Применения термоэлектрических токов. Если в цепь термоэлектрического элемента включить гальванометр (Рис. 371) и внести спай  $L$  элемента в помещение, температура которого превосходит температуру окружающего пространства на некоторую неизвестную величину  $t$ , поддерживая в то же время температуру концов  $L_0$  и  $L'_0$  при окружающей температуре, то по электродвижущей силе, возбужденной в элементе и измеренной на вольтметре или по компенсационному способу (695—696), можно судить о разности температур  $t$ ; при неболь-



ших величинах  $t$  термоэлектрические силы пропорциональны  $t$ . Обычно пользуются термоэлектрическими элементами из железа и константана или меди и константана<sup>1)</sup>. Электродвижущая сила этих элементов достигает в пределах  $0^\circ$ — $100^\circ$  соответственно 53 и 40 микро-вольт на один градус.

Более высокие температуры, доходящие до  $600^\circ$ , измеряются термоэлементами из серебра и константана, еще более высокие температуры—до  $1600^\circ$ —термоэлементами из платины и сплава платины с родием.

Термоэлектрический столбик из висмута и сурьмы служит в термомультипликаторе Меллони для измерения теплового излучения (588).

#### Глава 14. Проведение электричества в металлах, электролитах и газах

745. Электропроводность металлов. По новейшим воззрениям, электропроводность всегда зависит от наличия заряженных электричеством частичек,двигающихся в электрическом силовом поле и вследствие этого переносящих электричество. В металлах такими частичками являются отрицательные заряды, отделенные от весомой материи; они равны элементарному количеству электричества  $e$ ; это так называемые электроны (846). Если допустить, что электроны ведут себя так же, как газовые молекулы кинетической теории газов (354), в частности, что средняя кинетическая энергия электрона равна средней кинетической энергии одноатомной газовой молекулы при той же температуре, то из п. 425<sup>a</sup> становится ясным, что с движением электронов связана теплопроводность. Если, наконец, предположить, что вся теплопроводность металлов представляет проводимость теплоты электронами, то получаются два замечательных закона, которые были известны и раньше, именно: 1), закон Видемана и Франца, по которому теплопроводность ( $k$ ) и электропроводность ( $\kappa$ ) при одной и той же температуре пропорциональны, так что если какой-нибудь металл проводит теплоту в несколько раз лучше, чем другой, то во столько же раз лучше он проводит и электричество; и 2), закон Лоренца, по которому отношение между  $k$  и  $\kappa$  пропорционально абсолютной температуре, а, следовательно, величина  $\frac{k}{\kappa T}$  от температуры не зависит. Эти законы в промежутке от  $0^\circ$  до  $100^\circ$  приблизительно подтвердились для большинства чистых металлов, при чем закон Лоренца приблизительно

1) Сплав из 60 весовых частей меди и 40 частей никкеля.

оправдался благодаря тому, что  $k$  от  $T$  почти не зависит, а  $\kappa$  изменяется почти обратно пропорционально  $T$ . Однако, при низких температурах оказываются неверными оба закона, и притом закон Лоренца, по опытам Мейснера, доходившим до  $20^\circ \text{ abs.}$ , теряет силу потому, что с понижением температуры  $k$  быстро возрастает, но  $\kappa T$  возрастает еще быстрее, так что отношение  $\frac{k}{\kappa T}$  уменьшается. Закон же Видемана и Франца перестает оправдываться потому, что уменьшение этого отношения для разных металлов различно; наконец, при очень низких „гелиевых температурах“ (приблизительно  $4^\circ \text{ abs.}$ , п. 398) Каммерлинг Оннес нашел у ртути, свинца и олова внезапно наступающее необычайное возрастание электропроводности (сверхпроводимость).

С упомянутыми законами дело обстоит так же, как с законом атомных теплот Пти и Дюлонга, который тоже приблизительно оправдывается лишь между  $0^\circ$  и  $100^\circ$  (334<sup>a</sup>) и можно указать по крайней мере одну общую для обоих случаев причину, именно ту, что при низких температурах теряет силу закон равномерного распределения энергии. В самом деле, допущение, что одноатомная молекула газа, атом металла и электрон при одной и той же температуре имеют одинаковую среднюю кинетическую энергию, представляет особый случай этого закона (ср. п. 386<sup>a</sup>).

746. Электропроводность электролитов. Пусть электролит, например,  $KCl$ , состоит из двух одноатомных ионов; тогда в уравнении (134<sup>a</sup>) п. 702, в равно элементарному количеству электричества  $e$  (710). Если из  $N$  электрических молекул, находящихся в одном кубическом сантиметре, диссоциирована часть  $a$  (коэффициент диссоциации), то в уравнении (134<sup>a</sup>)

$$\mathcal{N} = N \cdot a.$$

Положим, что в линейном проводнике (672) напряжение электрического поля равно  $\mathcal{E}$ , и пусть, следовательно, через  $\mathcal{E} \cdot e$  выразится действующая на ион сила, сообщающая ему при сопровождающемся трением движении его через жидкость, конечную скорость  $\mathcal{E} \cdot u_1$ , пропорциональную  $\mathcal{E}$  (215<sup>a</sup>). Скорость в единичном поле, т. е. в поле с падением потенциала 1 вольт на 1 сантиметр, обозначенная через  $u_1$ , называется подвижностью иона. Если для различения аниона и катиона примем указатели  $a$  и  $k$ , то получим

$$u_a + u_k = \mathcal{E}(u_{1a} + u_{1k}).$$

Если в 1 куб. сантиметре содержится  $\eta$  грамм-эквивалентов,  $KCl$

то, по п. 710,

$$Ne = 96500 \cdot \eta \text{ кулонов.}$$

Подставив эти величины в уравнение (134<sup>a</sup>), п. 702, получим

$$i = Na \cdot \mathcal{E} (u_{1a} + u_{1k}) = 96500 \eta a (u_{1a} + u_{1k}) \cdot \mathcal{E}.$$

С другой стороны, по п. 671, уравнение (119),  $i = \kappa \cdot \mathcal{E}$ , где  $\kappa$  обозначает электропроводность, т. е. плотность тока в амперах на кв. сантиметр в поле с напряжением = 1<sup>1)</sup>. Итак,

$$\kappa = 96500 \cdot \eta \cdot a (u_{1a} + u_{1k}),$$

и, наконец, если „эквивалентную электропроводность“  $\frac{\kappa}{\eta}$  обозначим через  $L$ , получим

$$L = 96500 \cdot a (u_{1a} + u_{1k}). \quad (138^a)$$

По мере разбавления раствора электропроводность  $\kappa$ , правда, уменьшается, но эквивалентная электропроводность, т. е. электропроводность, обусловливаемая каждой отдельной электролитической молекулой, наоборот, возрастает. Во многих случаях, начиная с некоторой высокой степени разведения раствора, дальнейшее разведение уже перестает изменять молекулярную электропроводность. Для небольших концентраций можно принять, что подвижность иона или сопротивление трения, действующее на этот ион, не зависит от концентрации и вообще от присутствия других ионов; в таком случае подвижность иона хлора не зависит от того, произошел ли этот ион из  $KCl$  или же  $NaCl$ <sup>2)</sup>. (Закон независимого перемещения ионов). По уравнению (138<sup>a</sup>), возрастание эквивалентной электропроводности  $L$  с увеличением разведенности происходит только от увеличения степени диссоциации  $a$ ; кроме того, согласно общей теории диссоциации, постоянная предельная величина, к которой по мере разведения раствора стремится  $a$ , равна 1, т. е. при бесконечно-большой разведенности диссоциируют все электролитические молекулы. Если эквивалентную электропроводность для бесконечно-большой разведенности обозначить через  $L_{\infty}$ , то из уравнения (138<sup>a</sup>) следует, что

$$a = \frac{L}{L_{\infty}}. \quad (138^b)$$

<sup>1)</sup> Т. е. в поле с падением потенциала в 1 вольт на 1 сантиметр.

<sup>2)</sup> Это допущение сводится к тому, что сопротивление трения происходит только от трения растворителя, в данном случае воды.

Это уравнение служит для определения  $\alpha$ . Затем имеем уравнение

$$L_{\infty} = 96540 \cdot (u_{1a} + u_{1k}). \quad (138^c)$$

По  $L_{\infty}$  и по числу переноса  $n = \frac{u_{1a}}{u_{1a} + u_{1k}}$  (702<sup>a</sup>) находим  $u_{1a}$  и  $u_{1k}$ . Величину же  $L_{\infty}$  можно по уравнению (138<sup>c</sup>) вычислить для всех электролитов, для которых определена подвижность ионов. Таким образом, если нам известна электропроводность и числа переноса при бесконечно-большой разведенности для  $KCl$ ,  $NaJ$ ,  $LiBr$ , мы можем прямо вычислить  $L_{\infty}$  для  $KJ$ ,  $KBr$ ,  $NaCl$ ,  $NaBr$ ,  $LiCl$ ,  $LiJ$ <sup>1)</sup>. Наконец, из уравнения (138<sup>c</sup>) можно найти сумму подвижностей которая, например, для  $KCl$  равна 0,00134 сантиметров в секунду. Для  $KCl$  число переноса почти равно  $1/2$ , а потому подвижности  $K$  и  $Cl$  равны между собой, и каждая из них равна, следовательно 0,00067 сант. в секунду. Закон независимого перемещения ионов открыт Ф. Кольтраушем, а необходимое ограничение действия закона случаями бесконечно большой разведенности дано Аррениусом.

В таблицах электролитической проводимости<sup>2)</sup> обыкновенно дается  $L$  для случая, когда 1 грамм-эквивалент растворен в литре. Отсюда получается  $\kappa = \frac{L}{1000 V}$ , а сопротивление прямого цилиндрического столба

длиною в  $l$  см, с поперечным сечением  $q$  см<sup>2</sup>, по п. 671, равно  $\frac{l}{q\kappa}$  омов.

Например, для  $KCl$  при  $18^{\circ}$  и  $V=1$  (нормальный раствор),  $L=98,2$ ,  $\kappa=0,0982$ , и сопротивление столба в 10 см. длины и 1 см<sup>2</sup> поперечного сечения равно  $\frac{10}{0,0982} = 101,8$  ома. Для двувалентных веществ (например,

$CaCl_2$ ) часто указывают так называемую молекулярную электропроводность  $L'$  для случая, когда соль растворен в  $V'$  литрах. Тогда опять  $\kappa = \frac{L'}{1000 V'}$ .

747. Электропроводность газов. Если на электроскоп подействовать рентгеновскими (851) или беккерелевскими лучами (853), то он разряжается; но это происходит и тогда, когда к электроскопу притекает воздух, не слишком задолго до того подвергшийся действию указан-

<sup>1)</sup> Например, при  $18^{\circ}$  и бесконечном разбавлении оказалось

для	Li	Na	K	Cl	Br	J	H
96500 $u_1$	33,4	43,5	64,6	65,5	67,6	66,5	315

<sup>2)</sup> См. например, F. Kohlrausch und L. Holborn, Das Leitvermögen der Elektrolyte, 2 Aufl., 1916, bei Teubner.

ных лучей. Следовательно, воздух от действия на него этих лучей становится проводником и сохраняет сообщенную ему электропроводность в течение некоторого времени. Эту приобретенную от действия названных лучей электропроводность воздух совершенно теряет, если его пропустить через слой ваты. Отчасти он лишается электропроводности при пропускании через узкую металлическую трубку. Потеря сильно возрастает, если в трубке действует электрическое поле, например, если по оси трубки проходит заряженная электричеством проволока. Если в воздух, непрерывно подвергающийся действию вышеупомянутых лучей, опустить два электрода и постепенно увели-

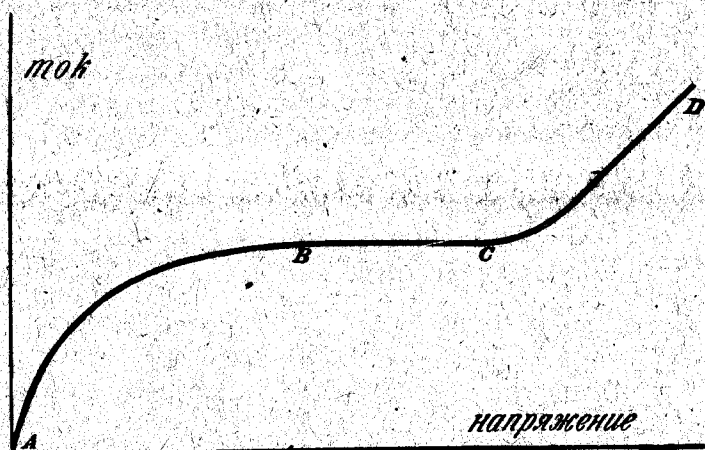


Рис. 372а.

чивать на них напряжение, то сила тока увеличивается до некоторого предела; затем она остается постоянной и только при значительно усилившемся напряжении снова начинает возрастать (Рис. 372а). На другие газы указанные лучи производят сходное действие.

748. Теория. Рекомбинация диссоциировавших ионов. Ток насыщения. Электропроводность газов объясняется присутствием заряженных электричеством частичек, так называемых ионов газа (газионов), возникающих из электрически нейтральных молекул газа вследствие процесса диссоциации. По прекращении действия лучей электропроводность ослабевает отчасти оттого, что диссоциировавшие анионы и катионы снова соединяются в нейтральные системы (рекомбинация), отчасти же от того, что в присутствии металлических поверхностей ионы диффундируют к ним и удерживаются на них. При продолжительном действии лучей устанавливается стационарное состояние, при котором число

образующихся в течение одной секунды ионов равно числу ионов, исчезающих вследствие рекомбинации и диффузии. В электрическом поле между двумя электродами точно так же, как и при электролизе (702), имеет место проведение электричества, следствием чего является дальнейшее уменьшение числа ионов. Если напряжение на электродах возрастает и вместе с тем электрическое поле усиливается, то ионы начинают двигаться все быстрее и быстрее, и наконец движение их делается настолько быстрым, что рекомбинация не успевает произойти с ними на всем протяжении от места их возникновения до электродов. При этом все возникшие, благодаря действию лучей, ионы отдают свои заряды электродам; соответствующая этому состоянию сила тока уже не может быть увеличена (часть *BC* кривой на рис. 372<sup>a</sup>). Эта сила тока называется силой тока насыщения; при однообразном действии лучей она пропорциональна объему газа между электродами, а следовательно, и расстоянию между ними; тогда как для электролитов, по имеющему силу для них закону  $Oma$ , сила тока обратно пропорциональна расстоянию между электродами. В электролите от силы тока не зависит число находящихся в 1 куб. сантиметре ионов, в газе же, находящемся под действием известных лучей, от силы тока не зависит число ионов, образующихся в 1 кубич. сантиметре в течение 1 секунды. Следствием этого основного различия является то, что внутренняя часть электролита всегда лишена электрического заряда (702), тогда как внутренняя часть газа заряжена электричеством, так как в единице объема вообще число анионов не равно числу катионов.

Если между двумя электродами, сначала лишенными напряжения, в некоторый момент  $t$  после прекращения действия соответствующих лучей на газ сразу пропустить ток насыщения и тем заставить находящиеся между этими электродами ионы с определенным знаком (+ или -) передвигаться к одному из электродов, то заряд этого электрода будет пропорционален числу ионов, оставшихся еще в момент  $t$ . Таким путем можно определить скорость рекомбинации.

749. Для определения подвижности ионов газа можно воспользоваться следующим методом. Газ помещается между двумя пластинками  $A$  и  $B$ , отстоящими друг от друга на расстоянии  $l$  сантиметров. Пластика  $A$ , соединенная первоначально с землей, соединяется с электроскопом. Тонкий слой газа, прилежащий к пластинке  $B$ , ионизируется при помощи действия лучей, продолжающегося очень короткое время; затем  $B$  в течение  $T$  секунд сообщается потенциал  $+E$ , а в течение следующих  $T$  секунд — потенциал  $-E$ ; описанные операции повторяют

несколько раз. В то время, как  $B$  заряжено положительно, катионы проходят по направлению  $A$  путь  $s = u_k \cdot T$ ; такой же путь они проходят по противоположному направлению в то время, когда  $B$  обладает отрицательным зарядом.  $A$  не получает никакого заряда, пока  $s < l$ .

Скорость катиона  $u_k = u_{1k} \frac{E}{l}$ ;  $E$  повышают до такой величины  $E_1$ , при которой  $A$  начинает обнаруживать положительный заряд. Тогда  $T \cdot u_{1k} \cdot \frac{E_1}{l} = l$ , или  $u_{1k} = \frac{l^2}{TE_1}$ . Соответствующим образом определяют  $u_{1a}$ , для чего  $B$  заряжается сначала отрицательно, а затем положительно. Для ионов, происшедших от действия рентгеновских лучей в сухом газе, при чем за единицу принимается поле с падением потенциала в 1 вольт на каждый сантиметр, были получены следующие величины:

	$u_{1k}$	$u_{1a}$
Для воздуха . . . . .	1,36 см. в сек.	1,87 см. в сек.
„ $O_2$ . . . . .	1,36	1,80
„ $CO_2$ . . . . .	0,76	0,81
„ $H_2$ . . . . .	6,70	7,95
„ $N_2$ с неб. кол. $O_2$	1,27	1,84
„ $Ar$ с неб. кол. $O_2$	1,37	2,70
„ $N_2$ чист. . . . .	1,27	120,4
„ $Ar$ чист. . . . .	1,37	206,3

Подвижность аниона во всех случаях больше катиона.

Ненормально высокими подвижностями обладают анионы в чистом азоте и чистом аргоне, затем в гелии и, вероятно, во всех благородных газах (ср. п. 849).

750. Ионы газа, как центры конденсации. Заряд ионов газа. Охлаждение насыщенного парами воды воздуха при адиабатическом расширении (п.п. 341, 347) настолько велико, что водяной пар, несмотря на уменьшенную плотность, становится пересыщенным и сгущается в обыкновенном содержащем пылинки воздухе в виде облачка. Но в воздухе, свободном от пыли, такого облачка не образуется, пока плотность водяного пара не станет раз в восемь больше плотности насыщенного пара. Образование облачка можно вызвать, если подвергнуть газ во время расширения действию рентгеновских лучей. Возникшие от действия этих лучей ионы газа играют при этом, подобно пылинкам, роль центров конденсации. При соответствующем освещении можно через зрительную

трубу наблюдать отдельную капельку и затем определить ее заряд следующим образом (Дж. Дж. Томсон, Г. А. Вильсон, Милликэн). Капелька находится между двумя металлическими пластинками, между которыми можно создать направленное вверх электрическое поле соответствующей и вполне определенной силы. Наблюдают: 1) направленное вниз движение капельки под действием только силы тяжести и 2) направленное вверх движение той же капельки при одновременном действии поля и тяжести. Конечные скорости  $u_1$  и  $u_2$  в том и другом случае относятся, по Стоксу (215<sup>a</sup>), как движущие силы; следовательно, если  $mg$  представляет кажущийся вес капельки в воздухе, то

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{mg}{\mathcal{E} \cdot e - mg} \quad (138^d).$$

Радиус капельки получается из  $u_1$  по формуле Стокса [(40<sup>b</sup>), п. 215<sup>a</sup>] откуда вычисляется  $m$ , и наконец из (138<sup>d</sup>) заряд  $e$ , который всегда оказывается равным целому кратному элементарного количества  $e^1$ ). Если ввести в поле новые ионы, хотя бы воздействием рентгеновых лучей (катионы при этом движутся вверх), то в случае осаждения катиона на капельке происходит изменение ее заряда  $e$ . Изменение это, вычисленное по формуле (138<sup>d</sup>) из внезапного изменения  $u_2$ , всегда соответствует получению одного элементарного количества электричества (Милликэн). Следовательно, ион газа, как и однозначный электролитический ион, несет элементарное количество электричества. Но в то время как носителем заряда электролитического иона всегда является атом, носители заряда газовых ионов имеют, по видимому, весьма различную величину и не обнаруживают какой-либо постоянной закономерности.

751. Самостоятельное движение тока. Если в опыте, описанном в п. 747, все более и более повышать напряжение на электродах, то в конце концов сила тока снова начинаат увеличиваться (часть  $CD$  кривой рис. 372<sup>a</sup>). Это можно объяснить тем, что ионы газа в достаточно сильных электрических полях приобретают настолько значительную кинетическую энергию, что сами ионизируют электрически нейтраль-

<sup>1</sup>) Для определения элементарного количества электричества по этому методу целесообразно, для избежания ошибки вследствие испарения, заменить капельки воды капельками масла из пульверизатора (182); последние также оказываются заряженными целыми кратными  $e$ : это решительное доказательство в пользу атомистического строения электричества (710). В формулу Стокса приходится ввести поправку, зависящую от скольжения (425<sup>b</sup>). Милликэн находит  $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ . Ср. п. 710.



ные молекулы посредством толчков (ионный удар). Если, наконец, напряжение на электродах перейдет известную границу, превысит величину разрядного напряжения, то для начала и поддержания тока уже не нужно действия лучей. Это случай так называемого самостоятельного движения тока. Оказалось, что газы, и не подвергнутые действию лучей, обладают весьма слабой электропроводностью, а следовательно, содержат незначительное число свободных ионов. Число последних в сильных полях увеличивается вследствие ионных толчков, и, повидимому, эти свободные ионы являются первоначальной причиной самостоятельного движения тока. Этот процесс увеличения числа свободных ионов требует некоторого времени (задержка, п. 628); это время можно сократить, устраняя при помощи действия лучей недостаток первично действующих ионов (устранение замедления посредством действия лучей, см. там же). Вследствие самостоятельного движения тока часть пути, проходимого током в газе, всегда начинает светиться. Некоторые практически важные формы этого свечения будут рассмотрены в следующих параграфах.

752. Так называемый тихий разряд происходит, например, в воздухе под атмосферным давлением между металлическим острием и

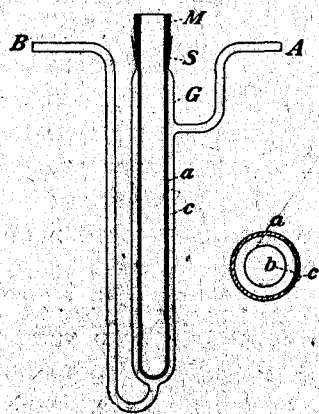


Рис. 372<sup>б</sup>.

противостоящей ему металлической пластинкой. При умеренном напряжении на электродах свечение появляется только на острие; это свечение под микроскопом обнаруживает различное строение, смотря по тому, положительно наэлектризовано острие или отрицательно. Сравнительно хорошей электропроводностью воздух обладает только вблизи острия, а потому вокруг острия образуется одноименное с ним электрическое облачко, которое, отталкиваясь от острия, производит электрический ветер; существование его можно показать, приближая к острию горящую свечу. Тихий разряд сопровождается лишь

слабым повышением температуры, но вызывает сравнительно значительное химическое действие. В практическом отношении особенно важно производимое им частичное озонирование кислорода и атмосферного воздуха. В озонаторе Сименса озонируемый воздух помещается между двумя стеклянными трубочками, оси которых совпадают, или же, как на рис. 372<sup>б</sup>, между цилиндрической металлической

поверхностью  $a$ <sup>1)</sup> и стеклянной трубкой  $bc$ , ось которой совпадает с осью металлического цилиндра. Если  $a$  и  $c$  сообщить достаточно сильное напряжение, то в воздухе между  $a$  и  $b$  происходит тихий разряд; если  $a$  положительно, то ток идет от  $a$  к  $b$ ;  $b$  заряжается положительно и вследствие этого вызывает противоположную силу, действующую по направлению от  $b$  к  $a$ ; сила эта уничтожает ток, но увеличивает действие напряжения, если последнее направить в противоположную сторону. Поэтому озонатор Сименса может действовать только при переменном напряжении между  $a$  и  $c$ .

753. Светящийся разряд может быть вызван в воздухе, находящемся под атмосферным давлением, но величина электропроводности, т. е. отношение  $\frac{\text{напряжение на электродах}}{\text{сила тока}}$  возрастает чрез-

вычайно сильно, если превращение тихого разряда в светящийся производить посредством повышения силы тока. Причина этого заключается в исключении из проходимого током пути плохо проводящих частей. Светящийся разряд обыкновенно производится в разреженных газах.

В стеклянную трубку  $G$  (Рис. 373), в которой давление газа понижено до нескольких миллиметров ртутного столба, герметически впаяны полированные платиновые проволоки  $A$  и  $K$ . Если электроды  $A$  и  $K$  этой так называемой гейсслеровой трубки соединить с полюсами батареи, состоящей из 500—1000 последовательно соединенных свинцовых аккумуляторов (аккумулятор высокого напряжения), и ввести в цепь сопротивление около 1 миллиона  $\Omega$ , то через газ будет проходить постоянный ток, и при этом газ на некоторой части пути тока становится светящимся. На рис. 373 изображено характерное, часто получающееся распределение света по пути тока. Катод  $K$  окружен „отрицательным сиянием“; „положительный свет“ на аноде покрывает его в форме тонкой световой оболочки и продолжается затем в виде ряда светящихся слоев, отделяющихся друг от друга более темными промежутками. Отрицательный и положительный свет отделены друг



Рис. 373.

<sup>1)</sup> Вызолоченная снаружи латунная трубка  $M$  плотно вставляется при  $S$  в стеклянную трубку  $G$ , при чем соприкасающиеся части обеих трубок шлифуются.  $e$  помещается в соляной раствор, в который вводят один из полюсов источника тока. Для охлаждения в трубку  $M$  наливается вода. Озолируемый газ входит при  $A$  и выходит при  $B$ .

от друга довольно большим темным пространством. Тонкая платиновая проволочка (зонд), введенная в трубку на некотором уровне, воспринимает потенциал поперечного сечения трубки на этом уровне. Если такая вплавленная проволочка выдвигается из трубки наружу, то при помощи электрометра можно измерить напряжение между этой проволочкой и одним из электродов. При этом оказывается, что падение потенциала, а значит, и сопротивление разряду, особенно, велико у катода. Напряжение между катодом и границей отрицательного сияния называется катодным падением. Пока сияние еще не покрывает весь катод, катодное падение не зависит от силы тока и давления газа; для платинового катода оно составляет: в азоте 230 вольт, в водороде—300. Указанное большое сопротивление у катода зависит, вероятно, от вызываемого самим током обеднения газа легко подвижными анионами. Раскаленные окислы некоторых легких металлов, например, окись кальция, по Венельту, обладают свойством выделять обильные количества анионов<sup>1)</sup>, и поэтому употребление их в качестве катодов при не слишком большой силе тока, устраняя недо-



Рис. 374.

статок в анионах, дает возможность получить катодное падение всего в несколько вольт. Таким образом, пользуясь катодом Венельта, т. е. платиновым катодом, покрытым некоторым количеством окиси кальция и нагреваемым до каления при помощи особого тока, можно получить светящийся разряд при сравнительно небольшом напряжении на электродах. При светящемся разряде катод распыляется, и распыленные металлические частички в виде зеркального слоя оседают на части стеклянной трубки, окружающей катод. Платина распыляется сильно, алюминий же—вообще весьма слабо. Светящийся разряд происходит также, если электроды А и К соединить с полюсами машины Гольца или индукционного аппарата (818); в последнем случае этот разряд всегда происходит, как переменный ток.

Для спектрального анализа положительного света служит соединенная с индукционной спиралью гейсслерова трубка, имеющая капиллярную часть *c* (Рис. 374). В этой части трубки газ светится особенно сильно, вследствие большой плотности тока в этом месте. Спектр света зависит от природы газа; так, например по этому спектру аргон (224) легко может быть отличен от азота. Но во многих случаях способ этот

<sup>1)</sup> Точнее говоря: электронов (ср. п. 844, 846 и 849).

оказывается нечувствительным; при его помощи нельзя открыть присутствия одного процента аргона в атмосферном воздухе<sup>1)</sup>. Сравни, напротив, п. 472.

Свечение газа при светящемся разряде является процессом аллактиническим (597); температура светящейся положительной части пути во многих случаях только немного выше температуры окружающего пространства.

В лампах Море (Moore) положительный свет светящегося разряда служит для целей освещения; он вызывается здесь переменным током высокого напряжения в Гейсслеровых трубках в 5 см. ширины и во много метров длины; наиболее выгодно получается свет при наполнении трубок неоном (169).

На рис. 374<sup>a</sup> изображена лампа Шрётера. К представляет катод, имеющий форму большого полушария; он сделан из полированной железной жести, наложенной на стеклянное полушарие G; на небольшом расстоянии против него находится маленький анод в виде проволоки. В лампе заключена смесь неона и гелия при давлении в 8—10 миллиметров и небольшое количество ртути, пары которой примешиваются к этим благородным газам. Напряжение между электродами в 220 вольт вызывает в газе светящийся разряд, потребляющий мощность в 1—5 уаттов; для освещения служит здесь желтокрасное отрицательное свечение, покрывающее внешнюю поверхность катода. Такого рода лампы с выгодой применяются там, где желательно получить небольшую силу света от напряжения сети в 220 вольт при малом потреблении мощности<sup>2)</sup>.

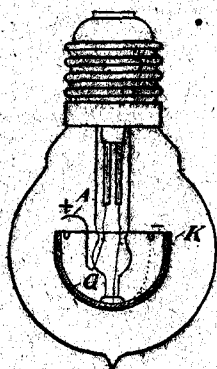


Рис. 374<sup>a</sup>.

754. Дуговой разряд. Повышая силу тока и исключив сопротивление, необходимое при опыте, описанном в п. 753, можно светящийся разряд превратить в дуговой; это превращение в свою очередь также связано со скачкообразным увеличением величины электропроводности, т. е. отношения

$$\frac{\text{сила тока}}{\text{напряжение на электродах}}$$

1) По новейшим изысканиям, при употреблении очень сильных токов метод этот оказывается значительно более чувствительным и, например, вполне пригодным для спектрально-аналитического открытия аргона в атмосферном воздухе (Л и л и е н ф е л ь д).

2) Для переменного напряжения (807) в 220 вольт лампам придают несколько иную форму.

Обыкновенно дуговой разряд получают в воздухе под атмосферным давлением. Через два заостренных проводящих ток угля, поставленных на открытом воздухе и касающихся друг друга заостренными концами, пропускают ток силою в 10—20 А от источника электричества, электродвижущая сила которого больше 60 вольт. Вследствие развития теплоты Джауля заостренные концы раскаляются; если затем угли несколько раздвинуть, то ток идет от угля к углю через воздух и образует при этом так называемую световую дугу Дэви (Г. Дэви, 1821 г.<sup>1)</sup>). В ней превращаются в пар содержащиеся обыкновенно в углях металлические примеси, что можно узнать по ее спектру. Разность потенциалов электродов гораздо меньше, чем при обыкновенном светящемся разряде; она лежит ниже 60 вольт. Если посредством



Рис. 375.

линзы получить на экране увеличенное изображение световой дуги (Рис. 375), то можно видеть, что она светится относительно слабо, а угли, напротив, раскалены до яркого белого света (около 3700°) и что положительный уголь более горяч, сильнее светится, чем отрицательный. От электродов, особенно положительного, отлетают частички; вследствие этого на положительном угле образуется кратерообразное углубление, откуда излучается самый сильный свет. Только при очень высокой температуре катода может образоваться световая дуга; на этом основаны выпрямители с ртутным паром. См. п. 821. В электрической печи Муассана высокая температура дугового разряда применяется для химических реакций. Два соприкасающихся куска металла при помощи световой дуги, образованной между местом их соприкосновения и электродом из угля или металла, могут быть доведены до плавления и вследствие этого соединены (электрическая сварка).

Описанный в пп. 628 и 633—636 искровой разряд можно рассматривать, как дуговой разряд весьма малой продолжительности.

755: Дуговой свет, дуговые лампы. Интенсивный белый свет, испускаемый раскаленными углями, называется электрическим дуговым светом и применяется для освещения. Так как угли сгорают в световой дуге, и при том положительный почти вдвое скорее отрицательного,

<sup>1)</sup> Еще раньше Дэви образование светящейся дуги между раздвинутыми древесными углями было открыто Петровым. Световая дуга обыкновенно называется Вольтовой дугой.

то во избежание угасания дуги, они по мере сгорания должны быть сдвигаемы, при чем — если желают, чтобы дуга все время оставалась на одном и том же месте — положительный должен проходить вдвое больший путь, чем отрицательный, если толщина углей одинакова. В лампах для освещения угли передвигаются автоматически действующим механизмом.

756. Экономия дугового света. Если дуговая лампа приводится в действие 84 и если разность потенциалов на ее зажимах составляет 40V, то такая лампа потребляет электрическую энергию, равную  $8 \cdot 40 = 320$  ваттам (736). Световая сила этой лампы равна средней пространственной силе света (505) приблизительно 320 свечей Гейфнера (НК); следовательно, такая дуговая лампа потребляет около 1 ватта на 1НК. Обыкновенная ауэровская горелка с силой света, равной около 75НК, потребляет на 1НК в час 1,9 литра светильного газа; если принять теплоту сгорания 1 литра светильного газа = 5100 грамм-калориям, то эта лампа в час на 1НК расходует  $1,9 \cdot 5100$  грамм-калорий или  $1,9 \cdot 5100 \cdot 4,186$  джоулей (338); это соответствует расходу энергии в  $\frac{1,9 \cdot 5100 \cdot 4,186}{3600} = 11,3$  ватта на 1НК. Таким образом, электрическая энергия оказывается в этом случае далеко превосходящей химическую.

Причина лежит в большой способности электрической энергии к концентрации, вследствие которой в дуговой лампе очень большое количество теплоты сообщается весьма малому количеству вещества, чем и достигается очень высокая температура его. Но чем выше температура раскаленного тела, тем большая часть сообщаемой теплоты идет на образование световых лучей.

При этом нужно, однако, заметить, что если дуговая лампа получает ток от динамомашин (801), а последняя приводится в движение газомотором (413), то только часть теплоты сгорания светильного газа в газомоторе превращается в механическую работу (411).

757. Потребление энергии в различных электрических лампах в утатах на 1НК средней пространственной силы света приводится в следующей таблице. (См. табл. на стр. 228).

Из перечисленных под №№. 1—4 лампочек накаливания (728) старейшей является угольная лампочка (1), своим практическим успехом обязанная Эдиссону; полезный эффект, или экономия для нее, т. е. величина, обратная величине потребления энергии на 1НК, возрастает, по п. 756, вместе с температурой, а значит, и с повышением сопротивления накаливаемого вещества. Угольная нить расплывается током и вследствие этого в конце концов разрушается, а оседающая на стен-

ках угольная пыль уменьшает силу света этой лампы. Это действие тока возрастает вместе с нагрузкой током, который поэтому не может переходить известного предела. Первым шагом вперед в этом отношении была лампа Нернста (2), в которой накаливающийся штift, состоящий из огнестойких металлических окислов, накаливается на открытом воздухе и выносит гораздо более высокую температуру, чем угольная нить. Однако этот штift, электропроводность которого при комнатной температуре слишком ничтожна, требует предварительного нагревания при помощи особого приспособления, прежде чем через него станет проходить ток, вызывающий свечение лампы.

ТИ П Ы Л А М П		Потребляемая мощность в уаттах
1	Угольная лампочка накаливания . . . . .	3,5
2	Лампа Нернста . . . . .	2,4—2,1
3	Танталовая лампа . . . . .	2,2
4	Вольфрамовая лампа . . . . .	1,4
5	Полуаттная лампа . . . . .	0,7
6	Дуговая лампа с обыкновенными углями . . . . .	1,0
7	Пламенная дуговая лампа . . . . .	0,4
8	Ртутная лампа со стеклянным резервуаром . . . . .	0,5
9	Ртутная лампа с кварцевым резервуаром при большой нагрузке током . . . . .	0,27

Этот недостаток устранен в лампочках с металлической нитью (3, 4, 5), представляющих лампочки накаливания с вакуумом, у которых нить состоит по большей части из вольфрама и также выносит весьма высокую температуру. Повышению экономичности посредством увеличения нагрузки током и связанной с нею температуры нити в этих лампах положен предел теми же причинами, как и в лампочках с угольной нитью. Впрочем, распыление вольфрама можно уменьшить введением химически-индифферентного газа (азота, аргона) при довольно высоком давлении ( $1/4$ — $1/3$  атм.), и тем самым сделать возможным более высокие температуры нити; с другой стороны, потеря тепла от теплопроводности и конвекции (425) уменьшается тем, что проволоку свертывают в узкую спираль. Благодаря этим мерам достигнуто значительное повышение экономии в так называемых полуаттных или нитролампах. В обыкновенных дуговых лампах слабо

светящаяся световая дуга не влияет сколько-нибудь заметно на освещение. Если же, по Бремеру, начинить угли соответствующими металлическими солями, то получается очень яркая и объемистая дуга, аллактиническое излучение (597) которой применяется в так называемой пламенной дуговой лампе (7). В ртутной лампе (8, Аронс, 1892 г.) также используется излучение световой дуги, получающейся между ртутными электродами; если при этом резервуар делать не из обыкновенного, а из кварцевого стекла (309), то можно значительно повышать давление и температуру ртутного пара, а вместе с тем и полезный эффект (9, Герейс).

Если стоимость электрического килоуатт-часа считать равной 50 пфеннигам, то, например, при осрамовой лампе 1 свеча Гефнера стоит  $0,0014 \times 50 = 0,070$  пфеннига в час. Если стоимость 1 куб. метра светильного газа считать равной 13 пфеннигам, то при ауэровской горелке 1 свеча Гефнера стоит, по п. 756,  $1,9 \times 0,0013 = 0,025$  пфеннигов в час<sup>1)</sup>. Впрочем практическая ценность освещения по многим причинам не определяется исключительно ценою 1 свечи Гефнера.

## Глава 15. О магнитных полях электрических токов и об индуцированном магнетизме

758. Малый замкнутый ток. Расчет магнитных силовых полей электрических токов может основываться на законе Био Савара (678). Можно также исходить из экспериментально определенного В. Вебером силового поля, вызываемого током, проходящим по замкнутому плоскому проводнику, на расстояниях относительно больших в сравнении с линейными размерами самого проводника. Это силовое поле равно полю небольшого магнита, находящегося на месте проводника (Рис. 376) и удовлетворяющего условиям: ось этого магнита расположена перпендикулярно к плоскости проводника, момент его равен произведению ограничиваемой проводником площади (площадь тока) на абсолютную величину силы тока, и северный полюс магнита находится на той стороне плоскости проводника, откуда движение тока кажется происходящим против движения часовой стрелки. При этом определении принято, что часы, служащие для сравнения, обращены

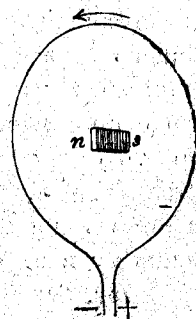


Рис. 376.

<sup>1)</sup> Приведенные цены соответствуют довоенному времени. В мае 1922 г. в Шарлоттенбурге 1 куб. метр светильного газа стоил 3 марки 30 пфеннигов, килоуатт-час для светового тока 6 марок 30 пфеннигов.



циферблатом к наблюдателю. Так, для случая кругового тока на рис. 376 северный полюс эквивалентного магнита лежит перед плоскостью рисунка.

Поэтому магнитные свойства молекулярного магнита (639) можно объяснить тем, что его окружает электрический ток, расположенный в плоскости, перпендикулярной к его оси, (теория магнетизма Ампера). По теории Эйнштейна, подтвержденной экспериментально, этот электрический ток производится движущимися по кругам электронами (846).

759. Любой замкнутый ток, магнитный диск. Площадь  $ABCD$  (Рис. 377), ограниченную как и м у д н о замкнутым проводником, можно представить себе разделенной на бесконечно малые площадки и предположить, что каждая из них окружена током данной силы и направления. При этом каждая пара соприкасающихся частичек поверхности имеет одну общую линию разграничения, по которой идут два тока одинаковой силы, но направленные в противоположные стороны и, следовательно, уничтожающие друг друга (377); поэтому вся эта система токов эквивалентна данному току.

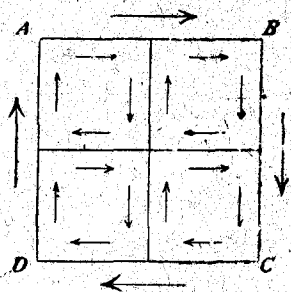


Рис. 377.

Так как каждый ток системы окружает бесконечно малую плоскость, то его действие на всех конечных расстояниях равно действию эквивалентного магнита, удовлетворяющего условиям, указанным в п. 758. Таким образом, мы приходим к положению, что магнитное силовое поле замкнутого проводника равно действию магнитного диска, т. е. тонкого намагниченного перпендикулярно к его плоскости стального листка, контур которого представляет путь тока, а положение северного полюса определяется по правилу, данному в п. 758.

760. Соленоид. Положим, что несколько маленьких, равных круговых токов (Рис. 378) расположены в ряд по одной линии, на одинаковом друг от друга расстоянии, причем их центры лежат на этой линии, а плоскости к ней перпендикулярны. Такую систему токов Ампер назвал соленоидом. По п. 758, ее магнитное действие таково же, как и показанного на рис. 320 (640) ряда молекулярных магнитов т. е. равно действию магнита, полюсы которого лежат на концах ряда. Такой системе круговых токов очень близко соответствует намотанная на цилиндр



Рис. 378.

провода (Рис. 379), по которой идет ток; в последующем изложении такая проволочная спираль также называется соленоидом. Если над концом поставленного вертикально соленоида повесить в вертикальном положении, как показано на рис. 379, намагниченную палочку из сильно закаленной стали и уравновесить ее на легко подвижном блоке противовесом  $G$ , то палочка будет притягиваться или отталкиваться, смотря по тому в каком направлении будет идти ток в проволоке соленоида.

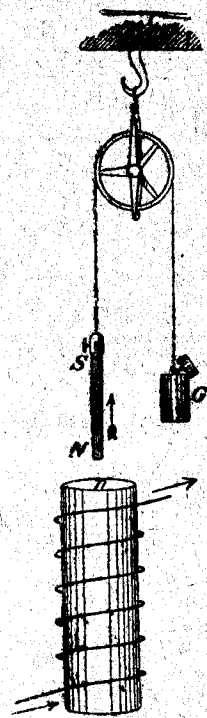


Рис. 379.

761. Магнитное поле внутри соленоида. Внутри соленоида магнитная сила, по правилу Ампера (678), имеет направление стрелки  $PQ$  (Рис. 380).

На рис. 380<sup>a</sup> представлен кольцеобразный соленоид в разрезе. Если применить первое основное уравнение Максвелла (679<sup>a</sup>) к замкнутой, изображенной пунктиром, средней линии и принять во внимание, что сила магнитного поля  $\mathcal{H}$  на средней линии по причине симметрии имеет направление этой средней линии, то получится  $\mathcal{H} \cdot l = \frac{4\pi NI}{10}$ , если  $l$  дли-

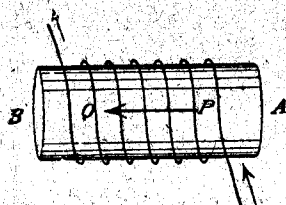
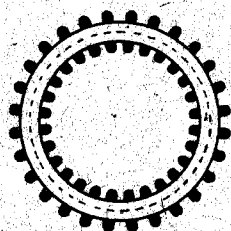


Рис. 380.

Рис. 380<sup>a</sup>.

на средней линии в сантиметрах,  $N$ —число оборотов и  $I$ —сила тока в амперах. Придавая равенству иной вид, получим:

$$\mathcal{H} = \frac{4\pi n I}{10}, \quad (138^a)$$

при чем  $\frac{N}{l}$ , т. е. число оборотов на сантиметре, положено равным  $n$ .

Равенство (138<sup>a</sup>) сохраняет силу и для очень длинного прямого соленоида, если не считаться с местами, близкими к его концам; в этом можно убедиться, вообразив себе кольцеобразный соленоид с очень малой кривизной. Произведение  $N \cdot I$  в электротехнике называется числом ампероборотов. Так как  $N$  и  $I$  могут быть сделаны очень боль-

шими, то этим самым дается средство получить сильное магнитное поле почти постоянной напряженности.

762. Индуктированный магнетизм. Если при опыте, описанном в п. 760, внести в соленоид стержень  $E$  из мягкого железа, как показано на рисунке 381, то вследствие этого магнитное действие соленоида чрезвычайно усилится; после прерывания тока железо оказывается намагни-

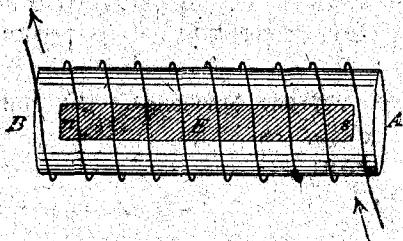


Рис. 381.

ченным лишь очень слабо. Стало быть, мягкое железо намагничивается в магнитном поле по направлению магнитной силы и теряет этот магнетизм почти целиком при исчезновении намагничивающей силы. Магнетизм, возбужденный магнетизирующей силой, называют индуктированным, исчезающую вместе с магнетизирующей силой часть его — временным и остающуюся — постоянным<sup>1)</sup> магнетизмом<sup>2)</sup>. Соленоид с его железным стержнем называется электромагнитом.

763. Предельная величина индуктированного магнетизма. Если силу тока, а вместе с нею и магнетизирующую силу, начиная с небольшой величины, увеличивать все больше и больше, то оказывается, что индуктированный в железе магнетизм возрастает вначале почти пропорционально силе тока, но наконец достигает некоторой предельной величины, которая не может быть превзойдена, как бы мы ни увеличивали магнетизирующую силу (Л. Мюллер).

764. По теории индуктированного магнетизма В. Вебера, в бруске мягкого железа уже имеются молекулярные магниты, но оси их направлены по всевозможным направлениям равномерно во всем пространстве бруска, так что нет никакой причины, вследствие которой на любом конце бруска должен был бы оказаться скорее северный, чем южный полюс. Намагничивающая сила, направленная по длине бруска, стремится вывести маленькие молекулярные магниты из их естественного положения и поставить их, как маленькие магнитные стрелки, по длине бруска, обративши их северным полюсом в одну сторону. Если при достаточной величине магнетизирующей силы все молекулярные магниты заняли это положение, то тем самым достигнута предельная величина магнетизма (763).

<sup>1)</sup> или перманентным.

Ред.

<sup>2)</sup> Постоянный магнит притягивает кусок мягкого железа вследствие того, что он возбуждает в последнем временный магнетизм. Ср. аналогичные электрические явления (609).

765. Магнитный экран из мягкого железа; панцирный гальванометр. Полое тело из мягкого железа воспринимает в магнитном поле индуктированный магнетизм, который во внутренней полости, действуя против индуктирующего поля, ослабляет его. В панцирных гальванометрах дю-Буа и Рубенса магнитная стрелка по возможности изолируется от действия возмущений земного поля посредством железной предохранительной оболочки, а необходимая направляющая сила получается от помещенного внутри оболочки магнита.

766. Постоянный магнетизм очень мал в лучшем шведском мягком железе и велик в закаленной стали, из которой изготовляют постоянные магниты (638). Более крупные стальные бруски намагничивают, проводя по одной их половине одним, а по другой—другим полюсом сильного электромагнита. Маленькие стрелки или палочки намагничивают таким же способом при помощи готового стального магнита.

767. Подковообразный электромагнит получается, если оба конца прямого электромагнита пригнуть друг к другу (Рис. 382); обе половины магнита называются тогда его ветвями.

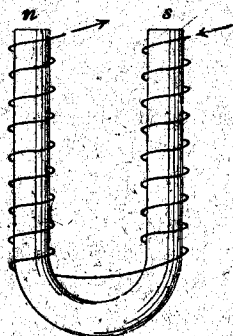


Рис. 382.

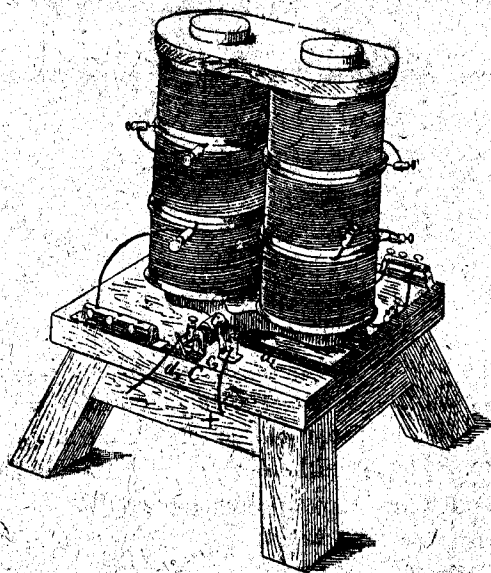


Рис. 383.

Возбужденный электромагнит притягивает якорь из мягкого железа, при чем каждый полюс магнита индуктирует в железе противоположный себе самому полюс.

Рисунок 383 изображает более крупный подковообразный магнит, ветви которого окружены шестью правильным образом соединенными между собой катушками. Посредством коммутатора *C* ток может быть

пропущен по обмоткам в том или ином направлении. Концы обмоток соединены с прикрепленными к подставке кусками меди  $d_1$  и  $d_2$ , которые соединены металлическими проводниками с изолированными друг от друга медными пластинками  $c_1$  и  $c_2$ , укрепленными на вращающемся валике; с другой стороны с зажимами, подводщими ток, соединены пружинки, которые могут скользить по  $c_1$  и  $c_2$ . Поворачивая от руки вращающийся валик соответственным образом и приводя положительную пружинку в соприкосновение с  $c_1$  и  $c_2$ , положительный ток вводят в обмотку у  $d_1$  или  $d_2$ .

Рисунок 383<sup>а</sup> изображает полукруглый магнит по дю-Буа. Дугообразные ветви  $S$  соединены основной железной плитой  $G$ , так что

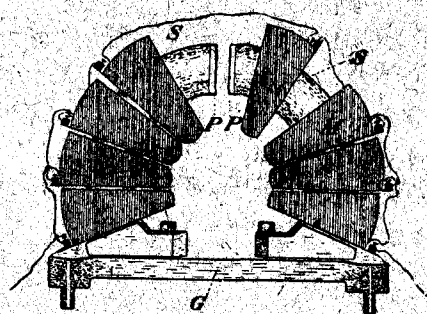


Рис. 383<sup>а</sup>.

получается почти совершенно замкнутое, разрезанное лишь у полюсов  $P$  кольцо из мягкого железа. Если пропустить по восьми соединенным последовательно магнетизирующим обмоткам  $M$  ток в 20 ампер, то между плоскостями полюсов в 8 сантиметров в диаметре при 1 сантиметре полюсного расстояния получается магнитное поле в 12,500 гауссов (ср. п. 641). Если свободные концы ветвей сделать коническими,

так чтобы диаметр плоскости полюса сделался равным 6 миллиметрам, то при полюсном расстоянии в 1 миллиметре и при токе в 20 ампер получается поле почти в 37000 гауссов. Еще большие силы поля получаются в электромагните П. Вейса.

768. Аппарат Морзе. Якорь  $a$  подковообразного электромагнита  $E$  (Рис. 384) укреплен на одном плече поддерживаемого пружиной рычага, на другом конце которого находится штифт  $s$ . Возбуждаемый ток электромагнит  $E$  притягивает к себе якорь  $a$  и тем самым прижимает штифт  $s$  к полоске бумаги  $p$ , которую тянет мимо него часовой механизм. Когда ток электромагнита прерывается, то пружина оттягивает якорь от магнита, а, следовательно, и штифт  $s$  от бумаги. Замкнутый на короткое или на более продолжительное время ток наносит на бумажной полоске точки или черточки, из которых составлены значки телеграфной азбуки.

Посредством устройства особой накладки не допускают притянутый якорь до соприкосновения со стержнем электромагнита. В противном случае электромагнит с якорем представляли бы собою

кольцеобразную замкнутую железную массу, которая после исчезновения магнетизирующей силы удерживала бы большую часть своего магнетизма; вследствие этого якорь не отпадал бы от электромагнита при размыкании тока.

769. Диаманитные и парамагнитные тела. Если приложить висащий на коконовой шелковинке маленький висмутовый шарик к полюсу сильного электромагнита, то можно заметить, что при возбуждении последнего шарик отталкивается от полюса (Бругманс 1778). По Фарадею, тела называются парамагнитными или диаманитными, смотря по тому, притягиваются ли они

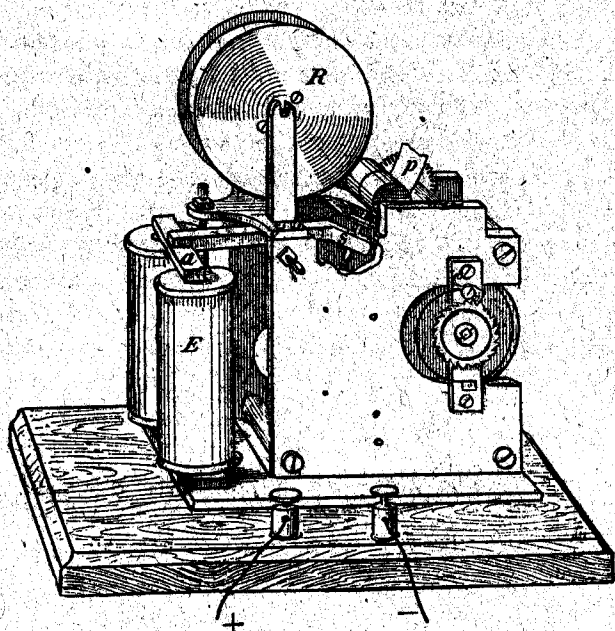


Рис. 384.

к полюсу магнита, как железо, или отталкиваются от него, как висмут. Значит, в магнитном поле парамагнитные тела перемещаются от мест меньшей магнитной силы к местам большей, а тела диаманитные — в противоположном направлении.

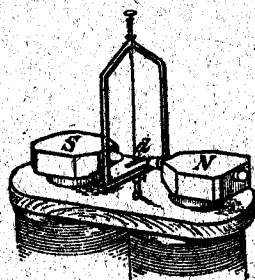


Рис. 385

770. Опыты Фарадея (1845). Палочка  $d$  из испытуемого вещества (Рис. 385) подвешивается между заостренными полюсами сильного электромагнита, подобного изображенному на рис. 383 или 383<sup>a</sup>. Если испытуемое вещество парамагнитно, то концы палочки притягиваются соседними полюсами магнита, и она становится по оси, т. е. своим продольным направлением располагается по линии,

соединяющей полюсы, или по направлению идущих от полюса к полюсу магнитных силовых линий. Если же вещество диаманитно, то концы палочки отталкиваются от соседних полюсов, и палочка устанавливается экваториально, или перпендикулярно к

силовым линиям, как изображено на рис. 385. Посредством этого очень чувствительного метода Фарадей показал, что все тела оказываются пара или диамагнитными. Парамагнитными оказываются между прочим следующие тела, расположенные по убывающей степени их магнитной силы: железо, никкель, кобальт, хром, палладий, платина. Диамагнитными оказались между прочим следующие тела, расположенные по возрастающей силе отталкивания: золото, медь, серебро, цинк, сурьма, висмут<sup>1)</sup>.

771. Магнитное вращение плоскости поляризации света. Пусть полуякори электромагнита снабжены цилиндрическими отверстиями

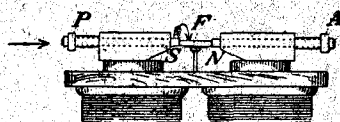


Рис. 386.

(Рис. 386), оси которых лежат на одной линии, идущей по направлению силовых линий между  $N$  и  $S$ ; в  $P$  и  $A$  установлены призмы Николя; между полюсами находится кусок фарадеевского тяжелого свинцового стекла, параллельные между собою, плоские поверхности которого перпендикулярны к силовым линиям. Пусть лучи света идут параллельно силовым линиям через  $P$ , и пусть николи будут скрещены.

Если пустить в обмотку ток и тем возбудить электромагнит, то поле зрения проясняется; при помощи метода, указанного в п. 581, находят, что плоскость поляризации света вращается, и вращение ее происходит по направлению тока того соленоида, который вызвал бы магнитные силовые линии данного поля.

Вращение плоскости поляризации для большинства веществ пропорционально силе поля, но при прочих равных условиях различно для различных веществ. Оно относительно велико для фарадеевского стекла, но несравненно больше в веществах, способных сильно намагничиваться, как железо, кобальт, никкель, что было показано Кундтом при опытах с весьма тонкими, просвечивающими пластинками этих металлов.

772. Явление Зеемана. Зееман открыл действие магнитного поля

<sup>1)</sup> Впоследствии было найдено, что существенного различия между пара- и диамагнитными телами нет, а их отношение к весьма сильному магнитному полю аналогично отношению, например, пробки и железа в гравитационном поле к воде: пробка всплывает, а железо тонет. Весьма поучительный опыт таков: коротенькую трубочку, умещающуюся между полюсами сильного электромагнита, наполняют слабым раствором хлорного железа и подвешивают горизонтально между полюсами электромагнита. Трубочка принимает осевое положение, как всякое парамагнитное тело. Затем подставляют ванночку, наполненную более крепким раствором того же хлорного железа, так, чтобы подвешенная трубочка вполне погружалась в этот раствор, и трубочка поворачивается в поперечное положение, как всякое диамагнитное тело.

на испускание света (1896). Именно, многие линии спектра светящихся газов распадаются на несколько линий, если светящийся газ находится в магнитном поле. В простейшем случае для лучей, распространяющихся по направлению магнитных силовых линий получаются вместо одной линии две (дублет), — одна с несколько увеличенной, другая с несколько уменьшенной длиной волны, при чем первая имеет правую, а вторая левую круговую поляризацию (581<sup>a</sup>). Для лучей, распространяющихся перпендикулярно к магнитным силовым линиям получаются три спектральные линии (триплет), из которых одна средняя линейно поляризована параллельно магнитным силовым линиям и имеет неизменную длину волны, а две другие линейно-поляризованы перпендикулярно к силовым линиям и имеют измененные длины волн, как в предыдущем случае. Ср. п. 847. Обыкновенно линия распадается больше, чем на 3 компонента; линия вольфрама расщепляется даже на 19 компонентов.

Хэль (Hale) обнаружил явление Зеемана в спектре солнечных пятен и отсюда заключил о существовании магнитных полей на солнце.

#### Глава 16. О механических действиях, оказываемых в магнитном поле на проводники с идущим по ним током

773. Проводник с идущим по нему током, так называемый носитель тока, направлен перпендикулярно к силовым линиям. Рис. 387 представляет полюсы  $N$ ,  $S$  электромагнита; магнитные силовые линии между полюсами идут по направлению от  $N$  к  $S$  — их направление показано на чертеже толстой стрелкой. Отрезки  $kl$  и  $mn$  проволоки, изолированные друг от друга, соединены с полюсами гальванического элемента. С  $kl$  и  $mn$  соединены соответственно оба конца проводника  $abcd$  так, что он может вращаться около оси  $kn$ ; направление тока показано толстой стрелкой. Если электромагнит возбужден, то  $ab$  движется по направлению, указанному оперенной стрелкой, или в противоположном направлении, смотря по тому, идет ли ток по направлению, указанному на фигуре стрелками, или по противоположному. И действительно, на прямолинейный проводник с идущим по нему током в магнитном поле действует сила, направленная перпендикулярно как к его направлению, так и к направлению магнитных силовых линий.

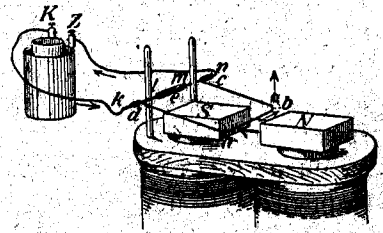


Рис. 387.



Направление действия этой силы определяется следующим правилом: если представить себя плывущим по направлению магнитных сил головою вперед, со взглядом, устремленным вслед току то носитель тока<sup>1)</sup> перемещается вправо. Описанная сила называется электромагнитной силой.

Если длина лежащего перпендикулярно к силовым линиям носителя тока  $l$  сант., сила тока  $I$  е. м., напряжение поля  $\mathfrak{H}$  (641), то действующая на проводник сила будет  $\mathfrak{H} \cdot l \cdot I$  дин, т. е. если  $\mathfrak{H} = 1000$ ,  $I = 1A = 0,1$  е. м.,  $l = 1$  сант., то сила равна 100 дин, или  $\frac{100}{981}$  граммов веса.

774. Работа электромагнитных сил. Если носитель тока, лежащий в однородном магнитном поле перпендикулярно к силовым линиям, передвинется в поле по направлению, противоположному направлению электромагнитной силы на  $h$  сант., то при этом, по п. 773, будет произведена механическая работа  $\mathfrak{H} \cdot l \cdot h \cdot I$  эргов против электромагнитных сил.

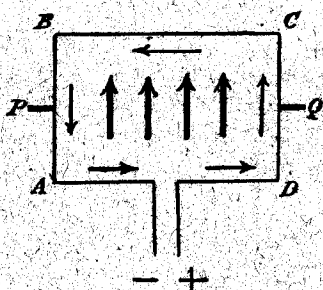
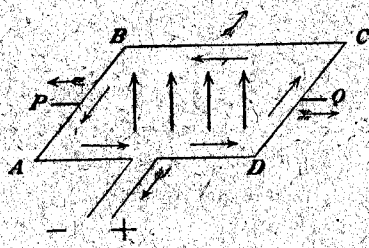
775. Работа электромагнитных сил, выраженная числом пересеченных силовых линий. Пусть магнитное поле изображается при помощи силовых линий, причем последние, по п. 613<sup>a</sup>, характеризуют поле и с точки зрения его силы.

—Если носитель тока в  $l$  сант. длины, находящийся в однородном магнитном поле и перпендикулярный к силовым линиям, передвинется в направлении, прямо противоположном направлению электромагнитных сил, на  $h$  сант., то он пройдет по плоской перпендикулярной к силовым линиям части поверхности, площадь которой равна  $l \cdot h$ . Он встретит, согласно принятым выше обозначениям,  $\mathfrak{H} \cdot l \cdot h$  силовых линий, т. е. он пересечет при своем передвижении  $\mathfrak{H} \cdot l \cdot h$  силовых линий. Отсюда (774) — произведенная против электромагнитных сил работа равна силе тока, помноженной на число пересеченных силовых линий.

776. Наклонные к силовым линиям носители тока. Если прямолинейный носитель тока образует с силовыми линиями угол  $w$ , отличающийся от прямого, то электромагнитная сила будет меньше, чем в предыдущем случае, в отношении  $\frac{\sin w}{1}$  и, следовательно, исчезнет, когда  $w = 0$ , т. е. когда носитель тока параллелен силовым линиям.

<sup>1)</sup> Носителем тока здесь и ниже называется проводник, по которому проходит ток.

777. Замкнутый носитель тока  $ABCD$  (Рис. 388<sup>а</sup>), вращающийся около  $PQ$ , помещается в однородном магнитном поле так, что силовые

Рис. 388<sup>а</sup>.Рис. 388<sup>б</sup>.

линии поля совпадают с его плоскостью. На части  $AB$  и  $CD$ , по п. 776, не действуют никакие электромагнитные силы; напротив,  $BC$  стремится повернуться назад от плоскости чертежа, а  $AD$  — вперед. В показанном на рис. 388<sup>б</sup> положении, в которое эти силы стремятся повернуть проводник с идущим по нему током, и в котором силовые линии проходят через его плоскость под прямым углом, носитель тока находится в равновесии, при чем электромагнитные силы действуют по направлению, показанному оперенными стрелками; в изображенном на рис. 388<sup>б</sup> положении равновесие носителя тока устойчиво.

Поэтому вертикальный, свободно вращающийся около вертикальной оси, замкнутый, плоский носитель тока, например, проволочный круг  $D$ , по которому проходит ток (Рис. 389), всегда становится в поле земного магнетизма так, что плоскость его перпендикулярна, а ось параллельна горизонтальной составляющей земного магнетизма<sup>1)</sup>. Так же стал бы магнитный диск, по производимому им магнитному

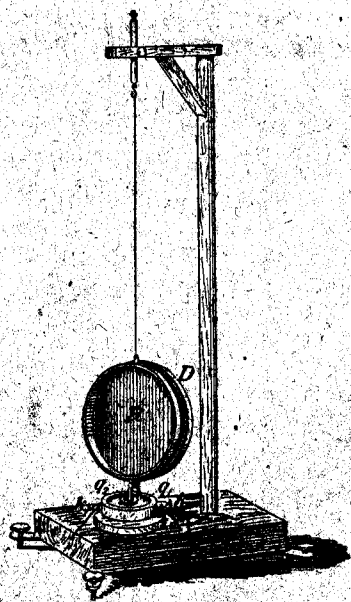


Рис. 389.

<sup>1)</sup> Проволочный круг оканчивается вертикальными отрезками, которые погружаются в изолированные друг от друга ртутные ванночки  $q_1$  и  $q_2$ , соединенные металлическим проводником с зажимами  $k_1$  и  $k_2$ ; к этим зажимам и подводится ток.

действию эквивалентный замкнутому плоскому току (758). Что касается электромагнитного действия, претерпеваемого носителем тока, то ток опять-таки может быть заменен этим диском.

Вообще, замкнутый носитель тока устанавливается в равновесии в магнитном поле в том положении, при котором число охватываемых им силовых линий поля достигает наибольшей величины. Равновесие всегда устойчиво, если, как в рассматриваемом случае, силовые линии поля проходят через плоскость носителя тока по направлению силовых линий, производимых самим током.

778. Гальванометр с вращающейся катушкой (Лорд Кельвин, Деپرد'Арсонваль). На рис. 390  $S$  представляет проволочную катушку, подвешенную на тонкой металлической ленте  $m$ , которая сообщает катушке некоторый направляющий момент и в то же время подводит к ней ток; ток выходит по спирали  $s$  из тонкой серебряной проволоки. Катушка колеблется в магнитном поле, действующем между полюсными накладками постоянного подковообразного магнита  $M$ , при чем силовые линии этого магнитного поля действием поставленного внутри ее неподвижного железного стержня  $e^1$ ) втягиваются внутрь пространства, занимаемого катушкой. Когда в катушке нет тока, она стоит своей осью перпендикулярно к магнитным силовым линиям поля; когда же через нее пропущен ток, она стремится стать так, чтобы ось ее совпала с направлением силовых линий (777), вследствие чего получается отклонение, при котором электромагнитный момент вращения и момент вращения ленты привеса уравниваются друг друга.

По сравнению с сильным магнитным полем  $M$  магнитное поле земли с его возмущениями может не приниматься во внимание, и значит, прибор от этих возмущений не зависит. Неудобством является сильное задерживающее влияние, оказываемое сильным магнитным полем на колеблющуюся катушку, когда она замкнута (784); это влияние уменьшают, вводя в цепь довольно большие сопротивления. Где такое сопротивление не является помехой, гальванометр с катушкой имеет большие преимущества перед гальванометром со

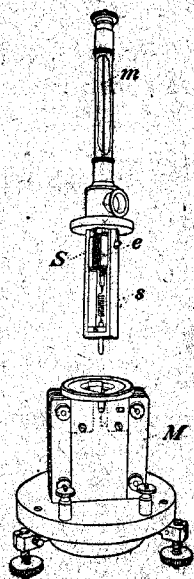


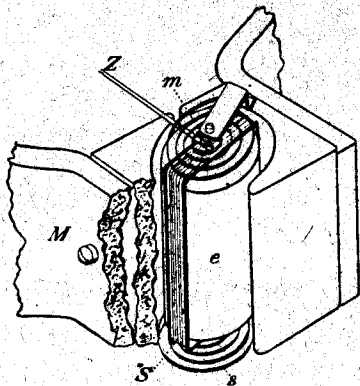
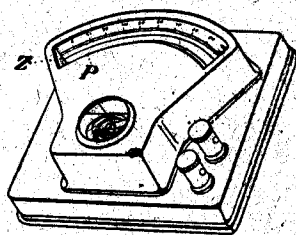
Рис. 390.

<sup>1)</sup> Верхняя часть (Рис. 390) при употреблении прибора вставляется в нижнюю.

стрелкой (680—683) в возмущенном магнитном поле земли<sup>1)</sup>; только тогда, когда требуется очень большая чувствительность, приходится прибегать к панцирному гальванометру со стрелкой (765).

В описанном приборе применяется зеркальное отсчитывание (654). Рисунки 391<sup>а</sup> и 391<sup>б</sup> изображают построенный на этом принципе прибор со стрелкой (амперметр).

Вращающаяся катушка  $S$  удерживается пружинами  $m$  и  $s$ , которые, с одной стороны, сообщают ей необходимую направляющую

Рис. 391<sup>а</sup>.Рис. 391<sup>б</sup>.

силу, а с другой—подводят к ней и отводят от нее ток. Магнитное поле производится подковообразным магнитом  $M$  и усиливается железным стержнем  $e$ . Соединенный с катушкой указатель  $Z$  движется по шкале; при отсчете глаз помещается так, чтобы указатель и отбрасываемое плоским зеркалом  $P$  изображение его покрывали друг друга.

Приборы такого рода устраиваются с сопротивлением в 1 ом и устанавливаются так, что одно деление шкалы соответствует одному миллиамперу (0,001 А), а вместе с тем (671) и напряжению между зажимами в один милливольт. При помощи побочных цепей (689) таким прибором можно измерять и очень сильные токи.

778<sup>а</sup>. Осциллограф представляет собою прибор, подобный гальванометру с вращающейся катушкой; последняя заменена в нем простой петлей, могущей колебаться в магнитном поле сильного электромагнита; к петле прикреплено плоское зеркальце, расположенное в плоскости

<sup>1)</sup> Чувствительность подобных гальванометров значительно превосходит чувствительность томсоновского гальванометра.

петли. Если через петлю пропустить переменный ток, то она совершает вместе с зеркальцем крутильные колебания около вертикальной оси, и форма этих колебаний (п.п. 98 и 243) совпадает с формой колебаний переменного тока, если собственный период колебаний петли (292), обыкновенно от  $\frac{1}{5000}$  до  $\frac{1}{10000}$  секунды, мал по отношению к периоду колебаний переменного тока. Чтобы экспериментально запечатлеть форму колебаний согласно п.п. 98 и 244, лучи света, исходящие от интенсивно светящейся точки, отражают от зеркальца и при помощи линзы собирают их так, чтобы они дали изображение светящейся точки на барабане, обтянутом фотографической пленкой и вращающемся вокруг горизонтальной оси; барабан должен совершать свой полный оборот за время, равное целому числу колебаний переменного тока. По принципу п. 245, на пленке получается изображение формы колебаний петли, а тем самым и переменного тока.

779. Два параллельных носителя тока. Положим, что прямолинейный носитель тока  $AB$  находится в магнитном силовом поле, производимом параллельным  $AB'$  прямолинейным током  $A'B'$  (Рис. 392). Проходящая через точку  $C$  силовая линия этого поля изображена на чертеже

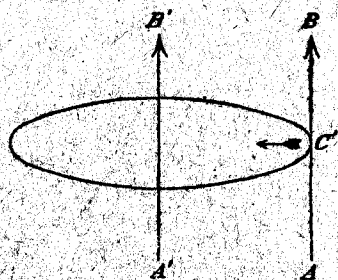


Рис. 392.

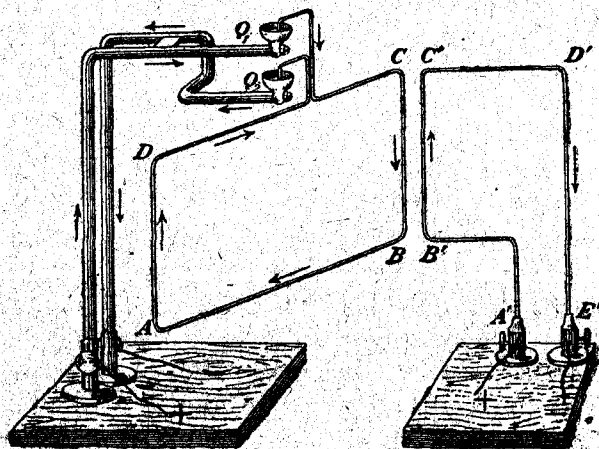


Рис. 393.

кругом, охватывающим  $A'B'$  (677). Направление магнитной силы проходит через  $C$  относительно плоскости чертежа спереди назад (678); поэтому  $AB$  притягивается к  $A'B'$  (773). Если направление тока  $A'B'$  будет обратное, то и магнитная сила в  $C$ , а вместе с тем и действующая на  $AB$  электромагнитная сила принимает обратное направление: два

параллельных носителя тока притягиваются или отталкиваются, смотря по тому, направлены ли проходящие в них токи в одну сторону или в противоположные стороны. Для экспериментального обнаружения действия этих сил служит прибор Ампера (Рис. 393). Проводник  $ABCD$  оканчивается двумя погружаемыми в ванночки со ртутью  $Q_1$  и  $Q_2$  остриями, на которых он может вращаться; способ подведения тока виден из рисунка 393.  $A'B'C'D'E'$  представляет неподвижный проводник, по которому проходит ток.  $BC$  притягивается  $B'C'$  или отталкивается от него, смотря по тому, идут ли токи в  $BC$  и  $B'C'$  в одну или противоположные стороны.

Параллельные круговые носители тока также притягиваются или отталкиваются, смотря по тому, идут ли в них токи в одну, или противоположные стороны. Этот результат можно получить, заменяя токи указанными в п.п. 759 и 777 магнитными дисками, которые поворачиваются друг к другу разноименными или одноименными сторонами, смотря по тому, идут ли токи в одну или в противоположные стороны.

### Глава 17. Об электромагнитной индукции

780. Вращение магнита около тока. Два магнита  $sn$  и  $s'n'$  (Рис. 394) неподвижно соединены друг с другом металлическим поперечным бруском  $q$ ; прикрепленное к  $q$  острие погружено в ямку со ртутью, находящуюся на верхнем конце латунного столбика  $BC$ . К  $q$  прикреплена металлическая полоска  $m$ , опущенная одним концом в ртуть, налитую в желобок  $R$ . Подвижная система подвешена на нити  $F$ . Ток из батареи поступает у  $A$ , идет по столбику  $BC$  вверх, затем по поперечному проводнику  $q$  в ртуть желобка  $R$  и из него у  $D$  снова возвращается в батарею. Отрезок тока  $BC$  производит на северные полюсы  $n$  и  $n'$ , по правилу Ампера (678), моменты вращения, направленные в одну сторону и приводящие подвижную систему во вращательное движение около  $BC$ .

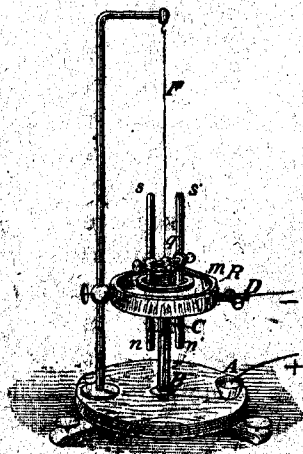


Рис. 394.

781. Колесо Барлоу. Вертикальное вращающееся около горизонтальной оси  $a$  маленькое медное колесо  $K$  (Рис. 395) снабжено на периферии направленными радиально остриями, из которых самое нижнее всегда погружено в ртуть  $Q$  желобка  $R$ .

Ртуть соединена металлическим проводником с зажимом  $k_1$ , а ось  $a$  с зажимом  $k_2$ . Зажимы  $k_1$  и  $k_2$  изолированы друг от друга эбонитом  $e$ ; ток входит у  $k_1$ , идет через  $Q$  к колесу и, проходя по нему в направлении  $BC$ , попадает в зажим  $k_2$ . В поле подковообразного магнита  $NS$  магнитные силовые линии идут от  $N$  к  $S$ ; в этом поле часть тока  $BC$ , а вместе с тем и колесо приводится во вращение по направлению оперенной стрелки.

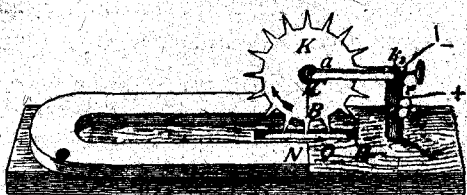


Рис. 395.

782. Применение закона сохранения энергии. При всяком опыте такого рода электромагнитные силы производят некоторую работу, превращающуюся отчасти в кинетическую энергию движущихся тел; когда скорость последних становится постоянной, силы эти, преодолевая только трение, производят теплоту. При этом энергия получается вне цепи тока.

Пока же подвижная система удерживается на месте, энергия получается только внутри цепи тока и равна энергии, израсходованной в батарее (739). Следовательно, если бы при движении постоянного магнита в поле тока  $BC$  (780) или при движении носителя тока  $BC$  (781) в поле магнита  $NS$  не возникало никаких действий, изменяющих токи проводников, то получалась бы работа электромагнитных сил без соответствующей затраты энергии. Закон сохранения энергии требует, следовательно, такого рода действия; оно состоит, как показал Гельмгольц в 1847 году, в открытой в 1831 г. Фарадеем электромагнитной индукции.

783. Прямолинейная проволока, передвигаемая через магнитное поле. В приборе, изображенном на рис. 387, в п. 773 заменяют батарею гальванометром и проводят проводник  $ab$ , вращая его около оси  $kn$ , через силовые линии магнитного поля между  $N$  и  $S$ . Во все время движения проводника  $ab$  гальванометр показывает в проводнике присутствие тока, направление которого меняется, когда проводник  $ab$  начинают двигать обратно. Этот ток называется индукционным током.

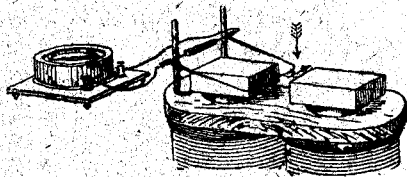


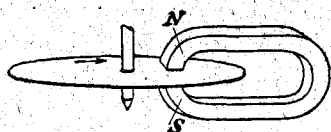
Рис. 396.

784. Закон Ленца. На рис. 396 оперенной стрелкой показано направление движения  $ab$ , а тонкой стрелкой — направление производимого этим движением индукцион-

ного тока. Сравнение с рис. 387 показывает, что на носитель индукционного тока действует электромагнитная сила в направлении, обратном тому, в котором двигают носитель тока при добывании индукционного тока; это значит, что индукционный ток действует, как тормаз, на производящее его движение. Этот верный для всех случаев закон открыт Ленцем. Он показывает, что при получении индукционного тока затрачивается некоторая механическая работа; она представляет эквивалент энергии для выигранной работы тока (см. 782).

Между полюсами  $N$  и  $S$  не возбужденного электромагнита подвешивают на нити массивный медный кубик (Рис. 385). Нитку закручивают и затем освобождают кубик. При раскручивании нити кубик приходит в быстрое вращательное движение; но он останавливается, как только электромагнит возбуждают, замыкая ток его обмотки. Движение кубика в магнитном поле обуславливает возникновение в меди индукционных токов, и производимое ими на их носитель электромагнитное действие тормозит вращательное движение, являющееся причиной индукции.

Точно так же тормозится вращение медного круга вокруг его оси, когда край его, как на рис. 396<sup>a</sup>, должен двигаться поперек магнитного поля. Тормозящий момент вращения пропорционален произведению из силы магнитного поля на силу индукционного тока или, по п. 786, на число оборотов в секунду (тормаз с вращающимся током).



Ри

Араго нашел, что вращение горизонтального медного круга вокруг его оси сообщается находящейся над ним стрелке склонения (647); он ошибочно приписал это явление химически необнаружимому содержанию железа в медном круге. Правильное объяснение дал Фарадей: вследствие относительного движения круга около магнитного поля стрелки в круге возбуждаются индукционные токи, носители которых, по п. 773, испытывают на себе в магнитном поле стрелки электромагнитные силы и, по п. 667, производят таковые же на стрелку. Оба эти действия, по п. 16, противоположны, и так как первое, по закону Ленца, направлено противоположно вращению круга, то второе, т. е. действие на стрелку, направлено в сторону вращения. На тех же основаниях вращение стрелки сообщилось бы способному вращаться медному кругу.

785. Направление индукционного тока. Следующее вытекающее из закона Ленца и п. 773 правило определяет направление индукцион-



ного тока, возбужденного в прямолинейной проволоке, передвигаемой в магнитном поле: если представить себя плывущим по направлению магнитной силы головою вперед и со взглядом, устремленным по направлению движения, то индукционный ток идет слева направо.

786. Электродвижущая сила индукционного тока. Если индукционный ток идет по однородной металлической проволоке с силой  $I$  е. т. и электродвижущей силой  $E$  е. т. в течение  $t$  сек., то произведенная им за этот промежуток времени работа, превратившаяся в теплоту Джауля, будет:

$$I^2 \cdot R \cdot t = E \cdot I \cdot t \text{ эргов (730).}$$

Пусть механическая работа, затраченная на получение этого тока равна  $A$  эргов; тогда должно быть

$$A = E \cdot I \cdot t,$$

или

$$E = \frac{A}{I} \cdot \frac{1}{t}. \quad (139)$$

Но, по п. 775, для прямолинейного проводника  $A = I \times$  число пересеченных силовых линий; поэтому электродвижущая сила, индуктированная в прямолинейном проводнике, движущемся по однородному магнитному полю, равна числу силовых линий пересеченных проводником в одну секунду.

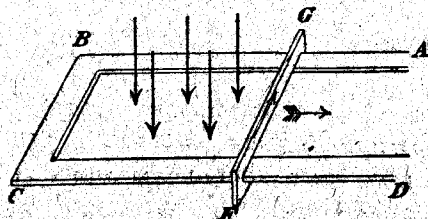


Рис. 397.

787. Индукция в замкнутой цепи, второй принцип теории Максвелля. По горизонтальному, дважды изогнутому под прямым углом проводнику  $ABCD$  скользит отрезок  $FG$ , пересекающий при этом движении

силовые линии вертикальной слагающей земного магнетизма. Если передвигать  $FG$  (Рис. 397) по направлению оперенной стрелки, то в  $FGBCF$  возникает индукционный ток, идущий, как было указано в п. 785, по направлению тонкой стрелки и меняющий своё движение на обратное при перемене направления движения отрезка  $FG$ .

Индуктированная электродвижущая сила равна числу пересеченных в секунду силовых линий. В данном случае число это также равно увеличению или уменьшению числа силовых линий, охватываемых контуром замкнутого проводника  $FGBCF$ .

Вообще, индуктированная в замкнутой цепи электродвижущая

сила равна отнесенному к одной секунде изменению<sup>1)</sup> числа силовых линий, охватываемых цепью, и всегда направлена так, что она стремится затормозить это изменение (ср. п. 774).

Этот закон, представляющий второе основное положение теории Максвелля, применен в п. п. 788—794 к некоторым важным случаям.

788. Земной индуктор, измерение наклоения. Пусть проволоочная катушка  $D$  (Рис. 389) выведена из положения, в котором ее плоскость стоит перпендикулярно к горизонтальной слагающей магнитной силы земли, и повернута около вертикальной оси на  $90^\circ$ . Тогда число охватываемых обмоткой катушки силовых линий уменьшается до нуля. Если повернуть катушку в том же направлении еще на  $90^\circ$ , то число охватываемых ею силовых линий снова увеличивается, но теперь они идут через проводник по направлению, противоположному прежнему; вследствие этого получается такой же ток, как и раньше<sup>2)</sup>. Если быстро повернуть катушку на  $180^\circ$ , то индукционный ток можно измерить по отклонению  $h$  баллистического гальванометра (684), включенного между  $k_1$  и  $k_2$ . Если произвести тот же опыт, поворачивая катушку на  $180^\circ$  около горизонтальной оси из того положения, в котором плоскость ее перпендикулярна к вертикальной слагающей электромагнитной силы земли, то получится индукционный ток вследствие действия вертикальной слагающей магнитной силы земли; этот ток вызывает в баллистическом гальванометре отклонение  $v$ . Отклонения  $h$  и  $v$  соответственно пропорциональны горизонтальной и вертикальной слагающим магнитной силы земли. Поэтому тангенс угла наклоения  $i$ , по п. 646, будет

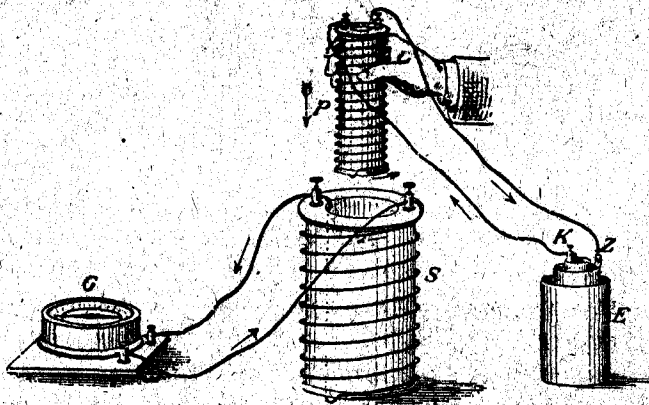


Рис. 398.

$$\operatorname{tg} i = \frac{v}{h} \quad (140)$$

789. Магнит, движущийся относительно соленоида. Если (Рис. 398) со-

1) В катушке э. д. силы, возбуждаемые в каждом обороте, суммируются.

2) При дальнейшем вращении на  $180^\circ$  получается ток противоположного направления.

леноид, по которому идет ток, вдвигать в неподвижный соленоид, или выдвигать из него, то в последнем возникают индукционные токи, которые в обоих случаях обратны друг другу, так как число силовых линий охватываемых неподвижным соленоидом, в первом случае возрастает, а во втором — уменьшается. Из закона Ленца в связи с п. 779 следует, что производимый индукционный ток направлен в противоположную или в одну сторону с индуктирующим, смотря по тому, приближается ли индуктирующий соленоид к неподвижному, или удаляется от него.

В этом опыте индуктирующий соленоид может быть заменен (Рис. 399), постоянным прямолинейным магнитом, вызывающим ту же магнитную силу, что и соленоид с проходящим по нему током (760)<sup>1)</sup>.

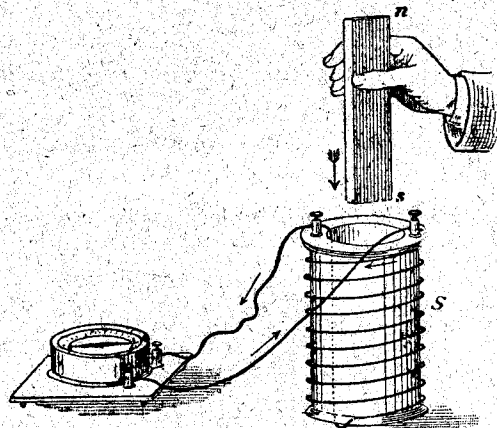


Рис. 399.

Успокаивающее действие, оказываемое медными накладками гальванометра Видемана (682) на магнит гальванометра, происходит от индукционных токов, возбуждаемых магнитом в медных накладках вследствие его колебаний. Токи эти, по закону Ленца (784), тормозят движение магнита.

790. Ток при замыкании и размыкании цепи. Представим себе, что индуктирующий соленоид приближается издали к индуктируемому; индукционный ток, направленный в сторону, противоположную току индуктирующему, происходит вследствие возрастания количества силовых линий, охватываемых индуктируемым соленоидом. То же самое увеличение охватываемых силовых линий происходит и тогда, когда, после введения индуктирующего, или первичного соленоида без тока в индуктируемый, или вторичный, производится замыкание индуктирующего

<sup>1)</sup> Если в опыте рис. 399 представить себе вместо соленоида замкнутый круг, то в нем при приближении магнита будет индуцироваться направленная по касательной, всюду одинаковая электрическая сила, не происходящая от электрических зарядов; круг образует замкнутую электрическую силовую линию (ср. п. 613<sup>a</sup>). Если круг в каком-либо месте прерван, то индуцированная электрическая сила гонит противоположные заряды к концам места разрыва, пока напряжение, происходящее от зарядов, не уравновесит индуцированной э. д. силы.

тока. При этом индуктируемый ток называется током замыкания и, по предыдущему, направлен в противоположную сторону по отношению к начинающемуся (индуктирующему) току. Если затем разомкнуть ток индуктирующего соленоида, то в индуктируемом соленоиде получается индуктированный ток размыкания, который на том же основании идет по одному направлению с исчезающим током. Эти токи можно измерить баллистическим гальванометром (684), и тогда мы найдем, что они производят одинаковое гальванометрическое действие, т. е. что в обоих токах приведены в движение одинаковые количества электричества.

791. Стержень из мягкого железа. Если повторить предыдущий опыт, вложив в индуктирующий соленоид стержень из мягкого железа, то получают гораздо более сильные индукционные токи; действительно, к силовым линиям тока прибавляются силовые линии, возбужденные током в мягком железе; число их равно числу, охватываемому тем проводящим ток соленоидом, который эквивалентен возбужденному в железе магнетизму (760).

Но получаемые в железе силовые линии нуждаются еще в более обстоятельном объяснении.

792. Индукция, индукционные линии. Пусть индуктирующий соленоид  $S_1$  будет надет на замкнутое железное кольцо, как это показано на рис. 402, и окружен индуктируемым соленоидом  $S_2$ . Проходящим по  $S_1$  током железное кольцо равномерно намагничивается по касательному направлению, вследствие чего не получается полюсов, не образуется свободного магнетизма, и намагниченное железное кольцо не изменяет происходящей от  $S_1$  силы поля  $\mathfrak{H} = \frac{4\pi n I}{10}$  (761).

Тем не менее индуктированные в  $S_2$  токи соответствуют возникновению и исчезанию не  $\mathfrak{H}$  силовых линий, а гораздо большего числа их  $\mu \cdot \mathfrak{H} = \mathfrak{B}^1$ ) силовых линий на кв. сант., где  $\mu$  называется проницаемостью железа, а  $\mathfrak{B}$  индукцией. В этом случае говорят о силовых линиях индукции или об индукционных линиях, которые на основании вышесказанного должны быть отличаемы от силовых линий поля. На полюсах магнита индукционные линии выходят из железа в воздух, как силовые линии поля.

Отношение  $\mathfrak{B}$  к  $\mathfrak{H}$ , имеющее для электротехники фундаментальное значение, определяется точнейшим образом посредством описанного кольцеобразного электромагнита и может быть для мягкого

<sup>1)</sup> Это равенство соответствует равенству (119) п. 671, выражающему закон Ома, и ведет к аналогичным следствиям. См. след. параграф.

железа получено из линии  $J$  на рис. 400, где абсциссы  $\xi$  и ординаты  $\mathfrak{B}$  представлены в абсолютных электромагнитных мерах. Для  $\xi = 4$ ,  $\mathfrak{B}$  приблизительно равно 7000, а  $\mu = 1750$ . Только для так называемых ферромагнитных тел, в особенности железа, кобальта, никкеля—да и для них ниже температуры превращения (211) — проницаемость выражается величиной такого порядка, меняющейся кроме того с изменением напряженности поля. Для остальных парамагнитных тел (770) проницаемость постоянна и немного больше 1. Такова же проницаемость и ферромагнитных тел выше температуры превращения, которая для железа, кобальта и никкеля соответственно лежит при  $870^\circ$ ,  $1100^\circ$  (?) и  $320^\circ$ .

792<sup>a</sup>. Магнитная цепь. Пусть кольцеобразный соленоид, изображенный на рис. 380<sup>a</sup> п. 761 намотан на тонкий кольцеобразный железный сердечник длины  $l$ . Число линий индукции, пронизывающих поперечное сечение  $q$  кольца, или индукционный поток  $G$  через кольцо равен  $\mathfrak{B} \cdot q = \xi \cdot \mu \cdot q$ , и можно положить .

$$G = \frac{M}{W}, \quad (140^a)$$

где  $M = \xi \cdot l = \frac{4\pi N \cdot I}{10}$  = действующему на кольцо магнитному напря-

жению (п. 679<sup>a</sup>), а  $W = \frac{l}{\mu q}$  обозначает так называемое магнитное сопротивление кольца. Равенство (140<sup>a</sup>) аналогично равенству (122) п. 673,

выражающему закон Ома для замкнутой цепи тока, и называется уравнением магнитной цепи. Его можно применять также и к случаю кольца, перерезанного в одном месте и прерванного воздушным промежутком длины  $\lambda$ ; в этом случае приходится сделать допущение, справедливое, конечно, лишь приблизительно, что линии индукции в таком разрезанном кольце идут так же, как и в цельном. Здесь мы имеем полную аналогию со случаем двух последовательно включенных в цепь проводников с различным электрическим сопротивлением (672)

Магнитное сопротивление воздушного разрыва равно  $\frac{\lambda}{q}$ , потому что проницаемость воздуха равна 1; полное же магнитное сопротивление  $W$  цепи равно  $\frac{(l-\lambda)}{q\mu} + \frac{\lambda}{q}$ , так что

$$W = \frac{l}{q\mu} \left(1 - \frac{\lambda}{l} + \frac{\lambda}{l} \cdot \mu\right).$$

Если, например,  $l = 10$  см.,  $\lambda = 0,1$  см.,  $\mu = 1750$  (792), то  $W = \frac{l}{q\mu} \cdot 18,5$ .

Значит, воздушный разрыв в 1 мм. длиной при этих условиях увеличивает магнитное сопротивление в 18,5 раз; точно так же уменьшается сила электрического тока от включения в цепь тока плохого проводника.

Такие рассуждения, с успехом применяемые в электротехнике для вычисления индукционных потоков в железе, верны лишь приблизительно, так как в основание расчета магнитных сопротивлений приходится класть допущения относительно расположения линий индукции, а также потому, что проницаемость  $\mu$ , в противоположность электропроводности  $\kappa$ , не постоянна, но по п. 792 зависит от силы магнитного поля  $\mathfrak{H}$ .

793. Гистерезис. Линия  $J$  (Рис. 400), так называемая кривая первоначального намагничивания (*jungfräuliche Kurve*), получается, если мы первоначально не намагниченное железо подвергнем действию все возрастающих сил поля. Если же заставить силу поля колебаться

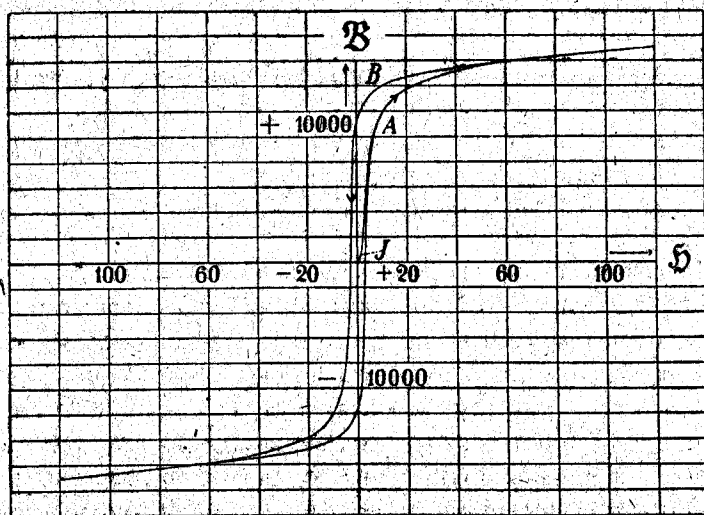


Рис. 400.

в пределах  $-\mathfrak{H}$  и  $+\mathfrak{H}$ , то оказывается, что при одной и той же величине силы поля индукция больше тогда, когда (как это имеет место у  $B$  на рис. 400) сила поля убывает, чем тогда, когда (как у  $A$ ) сила поля возрастает. Следовательно, всякому значению  $\mathfrak{H}$  соответствуют два значения  $\mathfrak{B}$ , и графическое изображение  $\mathfrak{B}$  в зависимости ее от  $\mathfrak{H}$  дает замкнутую кривую или петлю (Рис. 400), выражающую явление, которое имеет связь с постоянным магнетизмом (762) и называется гистерезисом. Можно показать, что при всяком магнитном

круговом процессе такого рода над железом производится работа, которая равна  $\frac{1}{4\pi} \times$  площадь гистеретической петли преобразуется в железе в теплоту. Эта так называемая потеря теплоты вследствие гистерезиса играет большую роль в трансформаторах переменного тока (820). Гистерезис проявляют только ферромагнитные тела, но и у них он исчезает при очень слабых магнитных полях (Рэлей).

794. Токи Фуко. Если замкнуть ток электромагнита, снабженного массивным железным сердечником (762), то получающиеся в железе индукционные линии возбуждают в массе обладающую электропроводностью железа токи, которые идут в сторону, противоположную возникающему в обмотке току, и тем самым препятствуют возрастанию магнетизма. В опыте, описанном в п. 771, это препятствие замечается по постепенному освещению поля зрения. При прерывании тока исчезающие индукционные линии железа индуктируют в массе его токи, которые идут по одному направлению с исчезающим током и замедляют падение магнетизма. Описанные токи называются токами Фуко. Для того, чтобы уничтожить проводимость стержня электромагнита для токов Фуко и помешать их образованию, железный сердечник делают не массивным, а составляют его из тонких изолированных друг от друга проволок, параллельных магнитным силовым линиям.

795. Самоиндукция, индуктивность<sup>1)</sup>. Если соленоид включен в цепь гальванической батареи, то при замыкании тока возникновение силовых линий соленоида индуктирует в нем самую некоторую электродвижущую силу, направленную в сторону, противоположную начинающемуся току, и поэтому замедляющую его возникновение. Точно так же при прерывании тока исчезновение силовых линий в соленоиде индуктирует в нем некоторую электродвижущую силу, направленную в одну сторону с исчезающим током и замедляющую поэтому его исчезновение. Этот род индукции, когда ток действует сам на себя, называется самоиндукцией.

Если соленоид имеет стержень из мягкого железа, т. е. если он представляет электромагнит, то самоиндукция усиливается, потому что к силовым линиям соленоида прибавляются индукционные линии железного стержня.

Число магнитных силовых линий, охватываемых не содержащим

<sup>1)</sup> Термин „индуктивность“ (Induktivität), заменяющий „коэффициент самоиндукции“ еще не приобрел широкого распространения в русской литературе; мы удерживаем его, чтобы не уклоняться от терминологии немецкого подлинника. *Ред.*

железа соленоидом, когда по нему идет ток, пропорционально силе тока  $I$ , и может быть приравнено величине  $L \cdot I$ , где  $L$  зависит от формы соленоида и называется коэффициентом самоиндукции, или индуктивностью соленоида; значит, э. д. с. самоиндукции пропорциональна  $L$ . Каждой цепи тока, даже если она и не содержит соленоида, присуща определенная индуктивность, соответствующая магнитным силовым линиям, возбуждаемым этой цепью.

Пусть цепь тока содержит гальванический элемент. Произведем на элементе „короткое замыкание“, соединив его полюсы при помощи малого сопротивления; этим самым элемент выключается из цепи. В тот момент, когда это происходит, в цепи еще существует ток  $I$ , который затем при развитии Джаулевой теплоты (728) исчезает, и притом тем медленнее, чем больше индуктивность цепи. Отсюда вытекает, что цепь тока представляет энергию, количество которой, как оказывается из подсчета выделяемой ею Джаулевой теплоты, равно  $\frac{1}{2} LI^2$ . Если в некоторую цепь производится включение гальванического элемента, то, согласно закону сохранения энергии, работа, производимая в каждый промежуток времени э. д. силой, равна сумме двух величин: приращения энергии тока и выделенной Джаулевой теплоты; когда ток становится постоянным, эта сумма сводится к одному только последнему слагаемому. Ср. аналогичные механические случаи, упомянутые в п.п. 82, 5 и 88.

795<sup>a</sup>. Томсоновский круг колебаний, электрические колебания. Конденсатор с емкостью  $C$ , внутренняя обкладка которого имеет напряжение  $V$  относительно земли (623), обладает, согласно п. 632, потенциальной энергией, равной  $\frac{1}{2} CV^2$ . Если его разрядить, как это упомянуто в п. 635, через дугообразный проводник с индуктивностью  $L$  и допустить сначала, что замыкающая дуга имеет исчезающе-малое сопротивление, то при разряде потенциальная энергия  $\frac{1}{2} CV^2$  превратится в кинетическую энергию  $\frac{1}{2} LI^2$ . После этого разрядный ток заряжает внутреннюю обкладку отрицательно, пока кинетическая энергия тока снова не превратится в потенциальную энергию заряда, равную  $\frac{1}{2} CV^2$ . При повторении этих явлений, в замыкающей дуге возникают электрические колебания. Легко заметить аналогию этого процесса с описанным в п. 93 процессом колебаний математического маятника или



материальной точки под действием направляющей силы  $D$ ; период колебания получается, как в п. 93, равным

$$\tau = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (140^a)$$

Массе  $m$  соответствует индуктивность  $L$ , направляющей силе  $D$  — обратная величина емкости  $C$ ; действительно, чем меньше емкость, тем больше при том же заряде напряжение конденсатора, или э. д. сила, направленная против тока. Порядок величины периода колебания  $\tau$  при разряде лейденской банки через замыкающую дугу из толстой проволоки при обыкновенных обстоятельствах составляет миллионную долю секунды. Сопротивление замыкающей дуги является причиной того, что энергия электрических колебаний при развитии Джаулевой теплоты в замыкающей дуге рассеивается, подобно тому, как замирают колебания математического маятника вследствие сопротивления воздуха и других причин, вызывающих затухание колебаний. При большом сопротивлении вся энергия оказывается истраченной уже после первого разряда; подобным образом маятник, приподнятый и отпущенный в вязкой жидкости, без колебаний возвращается в свое положение равновесия. Колебательный разряд служит для возбуждения электрических волн и играет большую роль в беспроводной телеграфии (839).

796. Искра прерывания, сверхнапряжение. При размыкании тока батареи в то время, когда разъединяют одну от другой две включенные в цепь металлические части, вынимая, например, медную проволоку из ртутной ванночки, получается в месте прерывания так называемая искра прерывания. Именно, прежде, чем ток совершенно исчезнет, он протекает еще в течение короткого промежутка времени через образующийся на месте перерыва мостик электропроводных частей с большим сопротивлением, которые он и раскаливает.

Если включить в цепь тока обмотку электромагнита, обладающую не слишком большим сопротивлением, то искра прерывания значительно усиливается и при том тем более, чем быстрее размыкают ток (ср. п. 817). Причиной является электродвижущая сила индукции прерывания, которая, прибавляясь к электродвижущей силе батареи, в образовавшемся на месте перерыва мостике с большим сопротивлением вызывает большую силу тока, чем одна батарея. Таким образом, при размыкании электромагнита образуются так называемые сверхнапряжения, т. е. напряжения, значительно превосходящие наивысшее напряжение при длительном пользовании прибором, в данном случае э. д. силу батареи. Вследствие таких сверхнапряжений пробиваются электро-

магниты, создающие поле в динамомашине (801), если слишком быстро разомкнуть намагничивающий ток.

Продолжительность искры прерывания, посредством которой в течение еще одного момента поддерживается электропроводное соединение, а вместе с тем и продолжительность исчезновения тока при прерывании чрезвычайно малы. Гораздо больше определяемое только сопротивлением и самоиндукцией цепи время, в течение которого ток, достигает при замыкании своей окончательной величины.

797. Самодействующий камертон. Между ветвями камертона  $G$  (Рис. 401) помещается электромагнит  $E$ . Ток от батареи идет от  $K$  через обладающий электропроводностью камертон, через место перерыва между  $p$  и  $S$  по катушке электромагнита обратно в батарею. Между  $p$  и  $S$  ток прерывается, если пружинная платиновая проволочка  $p$  поднимется от  $S$ . Когда место перерыва замкнуто, то ветви камертона притягиваются электромагнитом и потому сходятся; при этом место перерыва размыкается, размагнитившийся электромагнит отпускает ветви; тогда ток снова замыкается, и движение поддерживается дальше. Чтобы это движение не прекращалось, нужно, чтобы теряемая в окружающее пространство энергия камертона возмещалась ему работою магнитных сил.

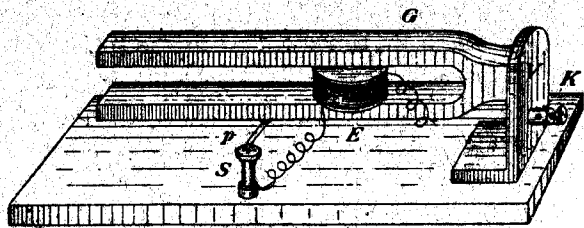


Рис. 401.

Если бы напряженность электромагнита при одинаковых положениях камертона была одна и та же—все равно, приближаются ли ветви камертона к электромагниту, или удаляются от него, то произведенная магнитными силами работа при приближении ветвей камертона была бы равна работе, произведенной против этих сил при расхождении ветвей камертона; в таком случае не оставалось бы излишка работы на покрытие потерь. Но при одинаковом положении камертона электромагнит действует сильнее при схождении ветвей камертона, чем при их расхождении. Дело в том, что как замыкание, так (вследствие различных причин, например, искры при перерыве тока) и прерывание цепи на месте перерыва замедляется; далее, возникновение магнетизма замедляется вследствие самоиндукции и токов Фуко (795, 794). Вследствие этого работа, выполненная магнитными силами при сближении ветвей камертона, больше, чем произве-

денная против них при расхождении ветвей, и разность этих работ покрывает потери.

Устройство многих аппаратов такого рода, в которых прикрепленный к пружине якорь электромагнита поддерживается в колебательном движении тем, что при колебании якоря ток попеременно замыкается и размыкается, основано на том же самом принципе; таковы, например, электрические звонки и молоточек Неефа.

798. Молоточек Неефа. Он применяется в индукционном аппарате (п. 816, рис. 414). Ток батареи идет от  $k_1$  через  $H$  и место прерывания между соприкасающимися острием винта  $q$  и пружиною  $f$  к последней, входит у  $p_1$  в катушку  $P$ , выходит из нее при  $p_2$  и возвращается через  $k_2$  в батарею. В то время, когда укрепленный на пружине якорь  $a$  притягивается к магнитно-возбужденному стержню катушки  $P$ , место перерыва тока между  $q$  и  $f$  размыкается; в то же время, когда размагнитившийся вследствие перерыва тока стержень электромагнита отпускает якорь, место перерыва замыкается, и весь процесс начинается снова.

### Глава 18. Применение индукционных токов, техника постоянных токов.

799. Получение сильных электрических токов для технических целей. В проводнике, перемещаемом через силовые линии магнитных полей, возникают индукционные токи, как указано в п.п. 783 и 785, на счет механической работы (46). На этом принципе основано устройство машин (генераторов), доставляющих нужные для техники сильные токи.

Каждый генератор включает в себе две части: одна создает индуктирующее магнитное поле, в другой—якорь—индуктируются э. д. силы. Так как они зависят только от относительного движения якоря и поля, то можно заставить вращаться либо якорь относительно закрепленного магнита, дающего поле, либо дающий поле магнит относительно закрепленного якоря. В том и другом случае неподвижная часть называется статором (Stator, Ständer), вращающаяся часть—ротором (Rotor, Läufer).

800. Граммово кольцо представляет исходный пункт для конструкции новейших якорей.

Кольцо  $G$  из мягкого железа<sup>1)</sup> (Рис. 402), обмотанное замкнутой непрерывной проволокой, вращается по направлению оперенных стрелок между полюсами  $N$  и  $S$  сильного постоянного магнита. Тонкие

<sup>1)</sup> Составленное для устранения вызывающих бесполезную трату энергии токов  $\Phi$  у  $k$  из отдельных железных пластинок (794).

сплошные линии (Рис. 402) дают приблизительное представление о ходе магнитных силовых линий. Входя в кольцо, большинство их направляется по железу к внешней поверхности кольца, и только немногие из них направляются из его внутренней поверхности в воздух. Проследим движение одного оборота обмотки на его пути от  $i_1$  через  $N$ ,  $i_2$  и  $S$  снова до  $i_1$ . От  $i_1$  до  $N$  число охватываемых им индукционных линий уменьшается (792), от  $N$  до  $i_2$  — увеличивается, но в то же время у  $N$  изменяется направление проходящих через этот оборот силовых линий. Направление индуктированной электродвижущей силы остается, следовательно, до  $i_2$ , т. е. в нижней половине кольца, одно и то же, но меняется в  $i_2$ , где увеличение числа охватываемых силовых линий переходит в уменьшение, и остается снова неизменным до  $i_1$ .

Отсюда следует, что в нижней и верхней половинах кольца действуют равные и противоположные электродвижущие силы,

которые в просто замкнутом кольце взаимно уничтожились бы. Если же соединить проводником две безразличные линии  $i_1$  и  $i_2$ , лежащие между половинами кольца, то, как показано на рисунке 402, электродвижущие силы обеих половин кольца посылают в этот проводник токи одного направления, которыми можно пользоваться.

Прием тока у безразличных линий производится посредством неподвижных щеток из мягкой медной сетки, которые в простейшем случае скользят прямо по голой проволоке на периферии кольца (Рис. 407 у  $B$ )<sup>1)</sup>.

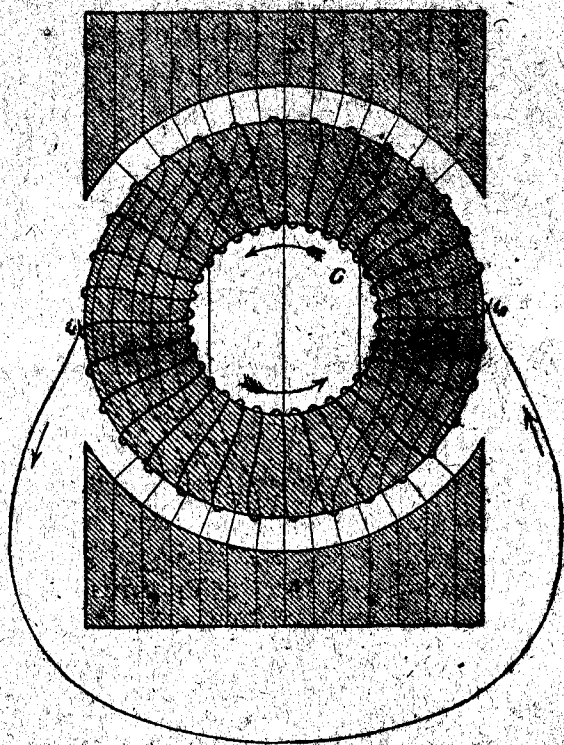
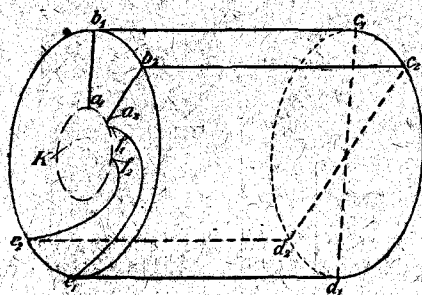
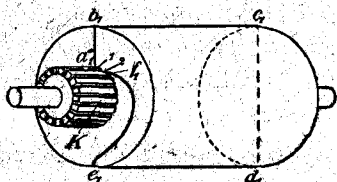


Рис. 402.

<sup>1)</sup> Обыкновенно обмотка якорного кольца состоит из коротких проволочных кату-

800<sup>a</sup>. В барабанном якоре (Гейфнер-Альтенека) обороты или катушки намотаны на железный цилиндр (барабан); на рис. 402<sup>a</sup>, в соответствии с более старой конструкцией, принято, что обмотка расположена по равноотстоящим друг от друга, проходящим через ось цилиндра плоскостям. Все обороты включены, как и в кольце Грамма, последовательно, при чем каждый раз конец предыдущего и начало следующего оборота соединены с одним из сегментов коммутатора (п. 800, выноска, рис. 402<sup>a</sup> и 402<sup>b</sup> при  $K$ ). На рис. 402<sup>a</sup> изображены только два таких оборота,  $a_1b_1c_1d_1e_1f_1$  и  $a_2b_2c_2d_2e_2f_2$ . Железный цилиндр

Рис. 402<sup>a</sup>.Рис. 402<sup>b</sup>.

охвачен полюсными накладками (башмаками) ( $N$ ,  $S$ , рис. 402), и обороты движутся в сильном магнитном поле, господствующем между этими накладками и поверхностью железного цилиндра. На рис. 402 нарисован только один из этих оборотов  $a_1b_1c_1d_1e_1f_1$ , и притом в таком положении, когда он совпадает с плоскостью рисунка; положим, что магнитные силовые линии идут с задней стороны рисунка вперед, перпендикулярно к плоскости рисунка. Проследим опять этот оборот на его пути при вращении якоря. Число магнитных силовых линий, проходящих сквозь оборот, в нарисованном положении имеет наибольшее значение, и уменьшается до тех пор, пока не произойдет поворот на  $90^\circ$ , чтобы затем вновь начать увеличиваться; однако теперь силовые линии идут сквозь оборот в противоположном направлении, так что индуктированная э. д. сила сохраняет

шек, составляющих непрерывную проводящую цепь благодаря тому, что конец каждой предыдущей и начало каждой последующей катушки соединены с медным стерженьком. Медные стерженьки, изолированные друг от друга, расположены на периферии вала, вращающегося вместе с якорем; будучи направлены параллельно оси вала, они лежат на поверхности цилиндра. Щетки, отводящие ток, скользят по тем местам этого цилиндра, которые соответствуют безразличным линиям  $i_1$  и  $i_2$ . Это приспособление называется коммутатором (см. рис. 402<sup>b</sup>,  $K$ ).

свое направление до тех пор, пока не завершится дальнейшее вращение на  $90^\circ$ . В этот момент число проходящих сквозь оборот силовых линий начинает уменьшаться, э. д. с. меняет направление, и сохраняет новое направление при дальнейшем вращении на  $180^\circ$ . Безразличные линии лежат на сегментах 1, 2 (Рис. 402<sup>b</sup>) и на диаметрально противоположных; в скользящие по этим местам щетки все обороты посылают ток одного и того же направления, так же, как и в кольце Грамма.

Барабанный якорь имеет перед граммовым кольцом, между прочим, то преимущество, что обороты здесь все время движутся в сильном магнитном поле, между тем как в граммовом кольце это справедливо только для внешних частей; во внутренних же частях магнитное поле слабо (Рис. 402).

801. Магнито-электрическая машина и динамомашинa. Если магнитом поля служит постоянный стальной магнит, то машинa называется магнито-электрической машиной. Но постоянный магнетизм, который можно сообщить значительной массе стали, гораздо меньше, чем временный магнетизм, который можно сообщить такому же количеству мягкого железа в сильном магнитном поле. Поэтому целесообразнее употреблять в качестве магнита поля электромагнит и для приведения его в действие пользоваться током самого якоря или частью его. При таком устройстве, предложенном В. Сименсом в 1867 г., машинa называется динамомашиной. Рис. 403 показывает схему сименсовской динамомашины. „Обмотка якоря“  $A$ , обмотка  $S$  электромагнита поля („обмотка ветвей“) и проводник  $L$ , по которому идет используемый ток, соединены последовательно. Если привести якорь во вращение в соответствующем направлении, то вследствие слабого постоянного магнетизма электромагнита поля в нем возбуждаются слабые токи, которые идут по обмотке электромагнита в таком направлении, что повышают его магнетизм. Так как усилившийся магнит поля усиливает в свою очередь токи якоря, то в течение короткого времени, так называемого начала хода машины, первоначально слабый магнит поля превращается в сильный электромагнит.

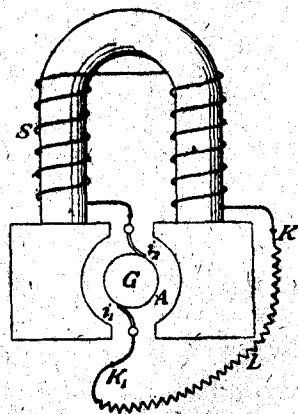


Рис. 403.

802. Напряжение у зажимов, коэффициент полезного действия. Напряжением у зажимов называется разность потенциалов на зажимах по-

люсов  $K_1$  и  $K_2$ , к которым присоединяется внешний проводник. Если сила тока  $I$  ампер, а напряжение у зажимов  $K$  вольт, то, по п. 736, электрический эффект во внешнем проводнике  $L$  равен  $I \cdot K$  уаттов. Коэффициентом полезного действия называется отношение получаемого электрического эффекта  $I \cdot K$  к сообщаемому машине при ее действии механическому эффекту. Коэффициент полезного действия в машинах лучших конструкций превосходит 90 процентов.

От напряжения у зажимов  $K$  отличается вся индуктированная в обмотке якоря электродвижущая сила  $E$ . Именно, так как, по 673, в машине происходит потеря напряжения  $I \cdot R_i$ , то

$$K = E - I \cdot R_i,$$

где  $I$  — сила тока, а  $R_i$  — внутреннее сопротивление машины. Поэтому выгодно сделать внутреннее сопротивление машины по возможности меньше. Далее мы принимаем его настолько малым, что величину  $I \cdot R_i$  можно пренебречь; тогда  $K = E$ .

803. Рядовые машины, машины с побочной цепью, компаунд-машины. Динамомашина указанной в п. 801 конструкции называется рядовой машиной; способ соединения ее обмоток показан на рис. 404. Обмотка якоря обозначена  $A$ , ветвей —  $S$  и внешний проводник —  $L$ . Если при постоянном ходе машины возрастает сопротивление внешнего проводника  $L$ , то во всей неразветвленной цепи, а следовательно, и в обмотке магнита поля, сила тока падает; вместе с нею, вследствие ослабления магнита поля, падает и индуктированная э. д. с.  $E$ .

Обыкновенно выгоднее машины с побочной цепью, способ соединения обмоток которых и расположение частей цепи указаны на рис. 405; обмотка  $S$  магнита поля здесь включена в побочную цепь (сравни п. 689), во внешней цепи находится проводник  $L$ . Если в этом случае сопротивление проводника возрастает, то сила тока в обмотке магнита поля, а следовательно, и э. д. с.  $E$  возрастает.

Наконец, рис. 406 показывает цепь так называемой компаунд-машины, в которой большая часть  $S_n$  обмотки ветвей, сделанная из относительно тонкой проволоки, включена, как и в машине на рис. 405, в побочную цепь, а меньшая часть  $S_n$ , из сравнительно толстой проволоки, лежит в одной цепи с проводником  $L$ . Если обе части подобраны соответствующим образом, то электродвижущая

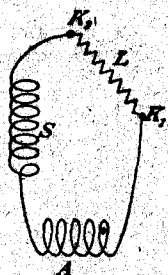


Рис. 404.

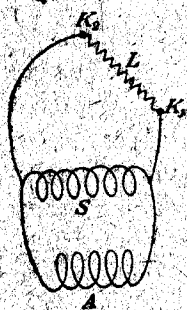


Рис. 405.

сила, а вместе с нею, при крайне малом внутреннем сопротивлении машины, и напряжение на зажимах  $K$ , в пределах практически-встречающихся границ внешнего сопротивления, от последнего не зависят.

Рис. 407 изображает так называемую динамомашину с

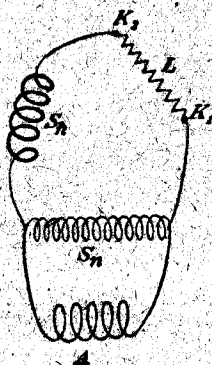


Рис. 406.

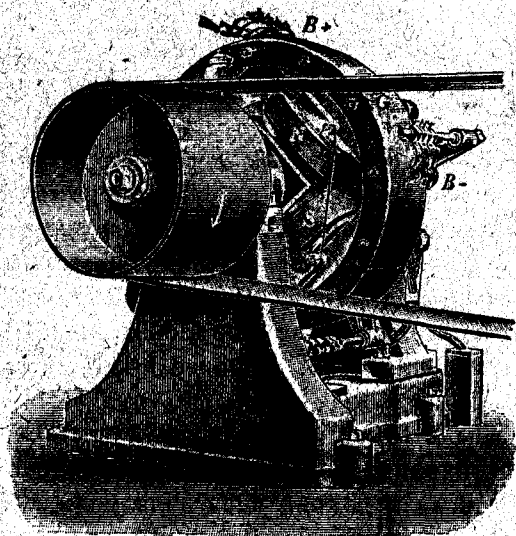


Рис. 407.

внутренними полюсами Сименса и Гальске, у которой неподвижный магнит поля находится внутри вращающегося грамма кольца  $G$ . В ней имеются четыре полюса магнита поля, попеременно северные полюсы  $N$  и южные  $S$ , с четырьмя индифферентными линиями между каждой парой соседних полюсов, и четыре принимающие ток щетки  $B$ . Каждая пара диаметрально противоположных щеток, доставляющих ток одного направления, соединена между собою проводником, идущим к зажиму, представляющему соответствующий полюс машины.

804. Распределение электрической энергии. Положим, что на городской центральной станции поставлена динамомашинa, электродвижущая сила которой  $E$ . Весь идущий в проводники электрический эффект  $P$ , по п. 802, будет тогда:

$$P = E \cdot I. \quad (141)$$

Но используется не весь этот эффект, часть его  $S$  теряется в проводке на образование теплоты Джауля, и, если сопротивление проводки обозначить через  $R_1$ , то

$$S = I^2 \cdot R_1. \quad (142)$$



Если потеря  $S$  эффекта нормируется определенной величиной, например, 2 проц. всего эффекта, то должно быть сделано так, чтобы

$$R_l = \frac{S}{I^2} \text{ или, по уравнению (141),}$$

$$R_l = \frac{S}{P^2} \cdot E^2. \quad (143)$$

Не изменяя идущего в проводку эффекта  $P$ , можно увеличить электродвижущую силу машины, уменьшая в том же отношении силу тока; по ур нию (143) оказывается, что в таком случае сопротивление  $R_l$  пропорционально квадрату электродвижущей силы. При данной длине проводника поперечное сечение и пропорциональный ему вес меди обратно пропорциональны сопротивлению, а вместе с тем, по уравнению (143), обратно пропорциональны квадрату электродвижущей силы. Следовательно, для того, чтобы, например, передать эффект в 10000 килоуатт на известное расстояние с потерей в 2 проц., необходима только  $\frac{1}{4}$  первоначального количества медной проволоки, если электродвижущая сила машины удваивается. Передача электрического эффекта происходит, следовательно, тем экономнее, чем выше выбрана электродвижущая сила машины.

При установках электрического освещения городов распределение постоянного тока производится обыкновенно по системе двойных или тройных проводов.

805. Система двойных или тройных проводов. При системе двойных проводов (Рис. 407<sup>a</sup>) от полюсов динамомашин  $D$  прокладываются два кабеля  $Aa$  и  $Cc$ , и между ними включаются параллельно лампы

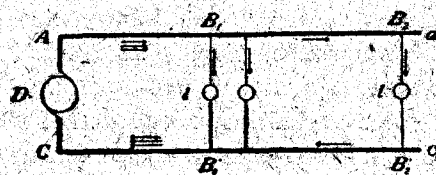


Рис. 407<sup>a</sup>.

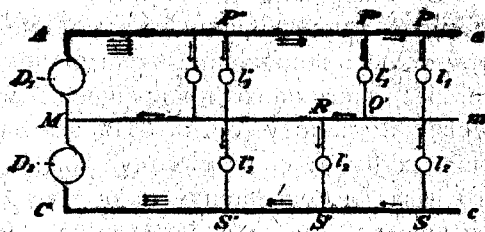
накаливания  $l$ . В действительности, кабели многократно разветвляются, что на чертеже не изображено. Действующее на лампы напряжение, которое не должно сильно отклоняться от некоторой обусловленной устройством ламп величины, например, 110 вольт, здесь не неизменно.

Допустим, что машина, от которой получается ток, — компаунд-машина и, следовательно, имеет постоянное напряжение у зажимов  $K$  (803). Тогда напряжение у зажимов на месте потребления тока у  $B_1B_1'$ , по закону Ома [671, уравнение (121)], будет  $K - IR_l$ , где  $R_l$  обозначает сопротивление проводника  $AB_1 + B_1'C$ . На более отдаленном месте  $B_2B_2'$  напряжение еще меньше и падает по всей сети по мере увели-

чения числа зажженных ламп, так как вследствие этого увеличивается сила тока  $I$  в проводнике, а следовательно, и потеря напряжения  $IR$ . Поэтому, если напряжение на местах потребления электричества не должно сильно колебаться, то для уменьшения потери напряжения  $IR$  нужно или устраивать особые регулирующие приборы, или же увеличивать поперечное сечение кабеля и тем самым соответственно уменьшать сопротивление проводки.

При системе тройных проводов (Рис. 407<sup>b</sup>) в цепь включают последовательно две одинаковых динамомашин  $D_1$  и  $D_2$ , из которых каждая имеет соответствующую напряжению лампочки электродвижущую силу. От крайних зажимов  $A$  и  $C$ , точно так же, как и от общего среднего зажима  $M$  к местам потребления ведут кабели  $Aa$ ,  $Cc$  и  $Mm$ . Если отбросить потери напряжения в проводнике и если, как это иногда бывает, средний проводник соединен у  $M$  с землею, то напряжение его по всей длине равно нулю, в то время как внешние проводники  $Aa$  и  $Cc$  имеют везде относительно земли напряжение соответственно  $+E$  и  $-E$ , а

напряжение их относительно друг друга равно, следовательно,  $2E$ . Лампы устанавливаются между средним проводником и обоими крайними. Если лампы включены, как показано на рис. 407<sup>b</sup>, у  $PS$ , то в среднем проводнике тока

Рис. 407<sup>b</sup>

не возникает, и обе лампы  $I_1$  и  $I_2$ , включенные последовательно одна за другой, горят обе с напряжением  $E$ . Но в проводке имеется напряжение  $2E$ , и благодаря этому, в сравнении с системой двойных проводов, где напряжение в проводниках, как было указано в п. 804, только  $E$ , здесь получается экономия на медных проводниках. Конечно, экономия эта несколько уменьшается вследствие того, что добавляется средний проводник. Но по нему идет лишь слабый ток, а потому его можно брать очень тонким и прокладывать иногда даже прямо в земле без всякой изолировки. Если лампы включены у  $P'S$  (Рис. 407<sup>b</sup>), то ток проходит по небольшому отрезку  $Q'R$  среднего проводника; и, наконец, если у  $P'S''$  по одну сторону среднего проводника включено больше ламп, чем по другую, то средний проводник ведет ток в центральную станцию. Тогда потеря напряжения на проводнике  $Aa$  больше, чем на проводнике  $Cc$ , так как по первому идет больше тока, чем по второму. При этом лампы, установленные

на  $Aa$  горят с меньшим напряжением, чем установленные на  $Cc$ ; поэтому заботятся о том, чтобы обе половины сети были нагружены по возможности одинаково.

**806 Электромотор.** По закону Ленца (784), электромагнитные силы, производимые магнитами поля на обтекаемую токами обмотку якоря, действуют задерживающим образом на вращение якоря и, следовательно, стремятся повернуть его в сторону, обратную той, в которую его вращает мотор, приводящий в действие динамомашину. Действительно, если ввести в зажимы машины ток, направленный в ту же сторону, в какую он идет при работе машины, когда она производит ток, то вследствие действия этих сил якорь будет вращаться в сторону, противоположную той, в которую вращает его мотор при получении тока. При этом электромагнитные силы производят работу, и электрическая энергия превращается в механическую работу (ср. п. 782). Употребляемая для получения механической работы динамомашинна называется электромотором.

Обыкновенно ток, приводящий в действие электромотор, получается от динамомашинны, приводимой в действие паровой машиной. Хотя такое превращение энергии никогда не происходит без потерь, т. е. без частичного превращения механической или электрической энергии в теплоту (ср. п. 804), все же такая установка при некоторых условиях имеет свою выгоду. Точно так же при применении светильного газа для освещения иногда бывает выгоднее, вместо того, чтобы пользоваться им непосредственно в горелках, приводить при помощи его в движение газомотор, последним приводить в движение динамомашину и током ее питать дуговые лампы (ср. п. 756).

## Глава 19. Переменный ток, техника переменных токов

**807. Действие синусообразного (с одной волной) переменного напряжения на катушку, эффективная сила тока, фактор эффекта.** Переменные токи и переменные напряжения представляют собою такие токи и напряжения, величина которых является периодической функцией времени (3). Простейшая периодическая функция — синус. Синусообразное, или одноволновое переменное напряжение получается, например, при равномерном вращении замкнутого индуктора (788); при этом полный оборот соответствует периоду.

Пусть на катушку с индуктивностью  $L$  (795) действует одноволновое переменное напряжение  $E$  с круговой частотой  $\omega$  (239):

$$E = E_0 \sin \omega t;$$

графически оно изображено на рисунке 408а. Если допустить сначала, что катушка не имеет сопротивления, то сила тока, по п. 795, возрастает все время, пока  $E$  не меняет своего направления (от  $A$  до  $C$ ) (графически сила тока представлена на рисунке 408б); следовательно, максимум силы тока наступает на  $\frac{1}{4}$  периода позже, чем максимум  $E$ . Как показывает рисунок 408а-б, в первую и третью четверть периода ток направляется против э. д. с., при чем производится работа против электрической силы, во вторую же и четвертую четверть периода происходит обратное явление, так что в целом электрическими силами не производится никакой работы<sup>1)</sup>. Такой ток носит название безуаттного тока. Если принять во внимание сопротивление  $R$  катушки, то оказывается, что упомянутая разность фаз между током и напряжением уменьшается, и эта разность фаз исчезла бы совсем, если бы катушка имела только сопротивление и не обладала индуктивностью, ибо в этом случае сила тока была бы  $I = \frac{E}{R}$ . Поэтому, во всех случаях можно положить

$$I = I_0 \cdot \sin(\omega t - \varphi),$$

где  $\varphi$  заключается между 0 и  $\frac{\pi}{2}$ ;  $I_0$  называется амплитудой силы тока, это — наибольшая величина, какой достигает сила тока. Работа тока, рассчитанная на секунду (10), или мгновенный эффект тока, во всякий момент равен  $I \cdot E$  (736); средний эффект тока  $N$  равен среднему значению этого выражения за полный период. Можно показать, что для одноволнового переменного тока

$$N = I_{eff} \cdot E_{eff} \cdot \cos \varphi. \quad (144)$$

<sup>1)</sup> Если катушка присоединена к генератору переменного тока, то она получает от него в течение одного периода столько же энергии, сколько ему возвращает.

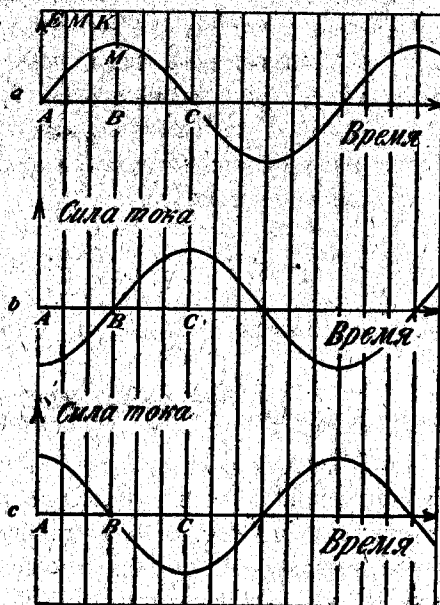


Рис. 408.

$I_{eff}$  и  $E_{eff}$  — квадратные корни из средних значений квадрата силы тока и квадрата напряжения за период — называются вообще<sup>1)</sup> эффективными значениями тока и напряжения; в случае синусоидальных колебаний они равняются значениям амплитуд, деленным на  $\sqrt{2}$ ;  $\cos \varphi$ , так называемый фактор эффекта в двух крайних, отмеченных выше случаях, соответственно равен 0 и 1.

808. Вычисление силы переменного тока посредством векториальной диаграммы. Для вычисления  $I_0$  и  $\varphi$  заметим, что по закону Ома  $IR = E + \text{э. д. с. самоиндукции}$ , или  $E = IR - \text{э. д. с. самоиндукции}$ . Последняя вычисляется согласно п.п. 787 и 795 и оказывается равной (что здесь не доказывается)

$$L \cdot I_0 \cdot \omega \cdot \sin \left( \omega t' + \frac{\pi}{2} \right),$$

если положить  $I = I_0 \sin \omega t'$ . Итак,

$$E = I_0 \cdot R \cdot \sin \omega t' + L \cdot \omega \cdot I_0 \cdot \sin \left( \omega t' + \frac{\pi}{2} \right).$$

Чтобы сложить две синусоидальные функции, их изображают графически. Для изображения функции  $a \cdot \sin(\omega t + \theta)$ , в координатной системе  $x, y$  (Рис. 409) от начала  $O$  откладывают отрезок (вектор)  $OA$ , численно равный  $a$  и образующий с осью  $x$  угол, равный аргументу  $\omega t + \theta$ . Изображаемая функция представится проекцией  $OA$  на ось  $y$ . Вторую синусоидальную функцию изобразим таким же способом при помощи отрезка  $OA'$ . Тогда из диагонали  $OD$  параллелограмма  $OADA'O$ ,

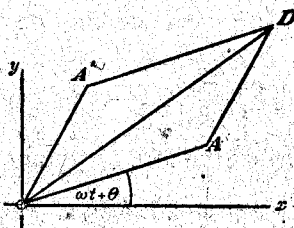


Рис. 409.

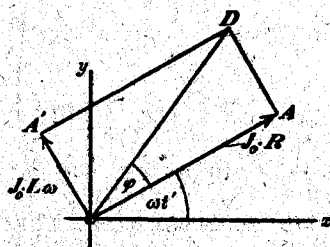


Рис. 410.

проходящей через начало  $O$ , можно будет вывести сумму обеих синусоидальных функций, потому что проекция  $OD$  на ось  $y$  равна сумме проекций  $OA$  и  $OA'$  ( $= AD$ ) на ту же ось. По этому методу, который называется методом векториальной диаграммы, можно графически

<sup>1)</sup> Не только в случае однофазного тока.

чески сложить сколько угодно синусоидальных функций. Рисунок 410 показывает применение этого метода к нашей задаче; получается

$$E = I_0 \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} \cdot \sin(\omega t' + \varphi),$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}.$$

Наконец, если положить, считая время от другого начального момента,

$$\omega t' + \varphi = \omega t \quad \text{и} \quad E = E_0 \sin \omega t,$$

то

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}},$$

а так как было положено  $I = I_0 \sin \omega t'$ , то

$$\left. \begin{aligned} I &= \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi), \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{L\omega}{R}, \\ E &= E_0 \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (145)$$

если

Выражение для  $I$  показывает, что индуктивность (не оказывающая влияния на постоянный ток) ослабляет переменный ток в тем большей мере, чем больше частота. Поэтому переменные напряжения высокой частоты встречают в катушке с большой индуктивностью (Drosselspule) очень большое кажущееся сопротивление, и на этом основании величина  $\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$  названа кажущимся сопротивлением (Scheinwiderstand) катушки.

Если по соседству с катушкой 1, обтекаемой переменным током находится другая замкнутая катушка 2, то в ней под влиянием 1 вообще возбуждаются индукционные токи, которые превращаются в Джаулево тепло. Таким образом, 1 катушка производит во 2 определенный эффект, каковому должно соответствовать эквивалентное увеличение эффекта тока в 1 катушке. Можно показать, что обратное действие 2 катушки на 1 может быть описано, как кажущееся уменьшение индуктивности  $L$  и кажущееся увеличение сопротивления  $R$  1 катушки, что по уравнению (145) имеет своим следствием уменьшение угла фазы  $\varphi$ , а значит и увеличение фактора

эффекта  $\cos \varphi$ . Происходящее отсюда увеличение эффекта 1 катушки проявляется во 2, как Джаулево тепло.

809. Последовательное включение емкости и индуктивности, электрический резонанс, резонансный индуктор. Переменное напряжение  $E$ , присоединенное к конденсатору, производит переменный ток, при чем конденсатор попеременно заряжается электричеством противоположного знака; напряжение и сила тока изображены соответственно на рисунках 408а и 408с для одноволнового переменного тока и проводника, лишенного сопротивления. В таком проводнике отсутствует потеря напряжений  $I \cdot R$ , соответствующая закону Ома, и потому напряжение конденсатора во всякий момент равно  $E$ . Когда  $E$ , достигнув своего наибольшего значения (точка  $B$ , рис. 408а), начинает снова уменьшаться, ток меняет свое направление (точка  $B$ , рис. 408с); максимум тока наступает здесь, как видно из сравнения рисунков 408а и 408с, на  $1/4$  периода ранее, чем максимум напряжения. Итак, индуктивность и емкость производят смещения фазы  $\varphi$  в противоположных направлениях. Если в цепь последовательно включены индуктивность и емкость, то оба эти действия для известной круговой частоты  $\omega$ , компенсируются. Именно, здесь

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R},$$

что для  $L\omega = \frac{1}{C\omega}$  или для  $\omega^2 = \omega_1^2 = \frac{1}{CL}$  обращается в нуль; в то же время кажущееся сопротивление

$$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

принимает свое наименьшее значение  $R$ , а сила переменного тока достигает своего наивысшего значения. Сравнение с п. 795<sup>а</sup> приводит к заключению, что частота  $\omega_1$ , при которой это происходит, равна собственной частоте, с которой может сама по себе производить колебания цепь, составленная из емкости и индуктивности; ясно, что здесь мы встречаемся с явлением резонанса (273).

На этом основаны резонансные индукторы<sup>1)</sup>, в которых цепь вторичной катушки включением емкости превращена в Томсоновский колебательный круг; она настроена на резонанс с переменным током, питающим первичную цепь, вследствие чего во вторичной цепи

1) Особый род искровых индукторов (818).

достигаются сильные электрические колебания. Чтобы показать это действие, останавливают машину переменного тока, питающую первичную цепь и дающую  $\omega > \omega_1$ ; при этом  $\omega$  постепенно уменьшается до 0. В искровом промежутке соответствующей длины, содержащемся во вторичной цепи, появляются искры только в течение того промежутка времени, когда  $\omega$  почти равно  $\omega_1$ .

Резонансные индукторы строятся для узкой области частот; первичная и вторичная катушки располагаются параллельно одна другой на одной и той же оси. Перемещением катушек относительно друг друга колебательный круг может быть в достаточной мере настроен, так как собственная частота его зависит также от степени связи<sup>1)</sup> между катушками.

810. Инструменты для измерения переменных токов, электродинамометр, уаттметр. Из двух concentрических катушек 1 и 2 (рис. 411) одна 1 установлена неподвижно, другая 2 подвешена так, что может вращаться с известным направляющим моментом (610) вокруг общего обеим катушкам диаметра. Находясь в равновесии под действием подвеса, подвижная катушка располагается в плоскости, перпендикулярной плоскости неподвижной катушки; если же по катушкам протекают токи  $I_1$  и  $I_2$ , то катушки стремятся стать параллельно друг другу (779). Если  $I_1$  и  $I_2$  постоянны, то электромагнитный момент вращения, действующий на катушку 2, при малом отклонении не зависит от величины отклонения и пропорционален произведению  $I_1 \cdot I_2$  (773); поэтому и самое отклонение 2 катушки, произведенное токами, пропорционально  $I_1 \cdot I_2$ . Если  $I_1$  и  $I_2$  — переменные токи не слишком малой частоты, то катушка 2 вследствие инерции не может следовать за изменениями вращающего момента, и получается практически постоянное отклонение, пропорциональное среднему моменту вращения, и следовательно, среднему значению произведения  $I_1 \cdot I_2$  за время одного периода<sup>2)</sup>.

Если пропустить один и тот же переменный ток  $I$  последовательно через обе катушки, то  $I_1 \cdot I_2 = I^2$ , и отклонение катушки 2 в

<sup>1)</sup> Два круга (две цепи) находятся в связи между собою, если между ними существует электрическое взаимодействие; если взаимодействие основано на индукции, то связь называется индуктивной. Чем больше взаимодействие, тем сильнее степень связи.

<sup>2)</sup> Это среднее значение для одноволновых токов равно  $I_{1\text{eff}} \cdot I_{2\text{eff}} \cdot \cos \varphi$ , где  $\varphi$  означает разность фаз между  $I_1$  и  $I_2$ . Таким образом, если  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , то среднее значение равно нулю; именно, при этом условии токи  $I_1$  и  $I_2$  в течение равных частей одного периода направлены то одинаково, то противоположно; в первом случае существует притяжение, в другом — отталкивание. Ср. п. 807.



этом случае пропорционально среднему значению  $I^2$  за время периода, или пропорционально квадрату эффективной силы тока. При таком способе пользования электродинамометр, подобно тепловому амперметру (729<sup>a</sup>), служит амперметром для переменного тока.

В уаттметре, служащем для измерения эффекта тока в полезной нагрузке, например, в системе ламп накаливания, присоединенной к переменному напряжению, в одно ответвление включена полезная нагрузка  $L$  и вслед за нею катушка 1 с малым сопротивлением (катушка тока), между тем как катушка 2 (катушка напряжения) вместе с присоединенным к ней последовательно большим, не обладающим самоиндукцией сопротивлением  $R_2$ , (687) образует побочное замыкание к этой ветви (Рис. 411). Если  $E$  обозначает напряжение между  $A$  и  $B$ ,

то  $I_2 = \frac{E}{R_2}$ , где  $R_2$  полное сопротивление

ветви 2; при этом  $I_1 \cdot I_2$  пропорционально  $E \cdot I_1$ , а отклонение прибора пропорционально среднему значению  $E \cdot I_1$ , т. е. средней мощности тока в ветви, содержащей полезную нагрузку; вместе с тем, если не считаться с выделением энергии в катушке тока, отклонение служит мерой искомой средней мощности тока в полезной нагрузке.

Множитель пропорциональности приборов переменного тока определяется калиброванием с помощью постоянного тока.

Тот же способ включения, что и в уаттметре, применяется и в счетчиках-моторах постоянного тока. Якорь маленького лишнего железа двигателя постоянного тока (806) присоединяется к вращающемуся тормазу тока (784); число оборотов  $n$  будет расти до тех пор, пока пропорциональный ему тормозящий момент вращения  $M_b$  не сделается равным моменту вращения, приводящему в движение якорь<sup>2)</sup>. При том же способе включения, что в уаттметре, пусть обороты, дающие поле, обозначены 1, обороты якоря 2 (Рис. 411). Тогда  $M_a$  пропорционально  $I_1 \cdot J_2$ , или  $E \cdot J_1$ ,  $M_b$ , по п. 784, пропорционально  $n \cdot \mathcal{F}$ , где  $\mathcal{F}$  тормозящая сила поля. Так как  $M_b = M_a$ , то электрическая работа  $E J_1 t$ , сообщенная полезной нагрузке в течение некоторого времени  $t$  и выраженная хотя бы в килоуаттчасах, пропорциональна  $n \cdot t$ , т. е., числу оборотов за то же время, измеряемому

<sup>1)</sup>  $R_2$  следует включать с той же стороны, что и полезную нагрузку, во избежание высоких напряжений между катушками 1 и 2.

<sup>2)</sup> Если не принимать во внимание действующих в моторе сил трения.

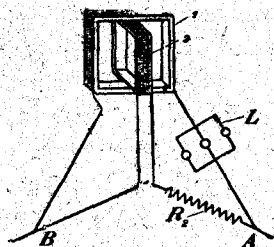


Рис. 411.

счетчиком, подобным изображенному на рис. 106 п. 242. Множитель пропорциональности, определяемый калиброванием, сохраняет свое значение, конечно, лишь до тех пор, пока не изменяется  $\Phi$ , т. е. сила тормозящего стального магнита, постоянство которого имеет здесь существенное значение.

811. Генератор переменного тока для однофазного тока. Система магнитов или питаемых постоянным током электромагнитов вращается вокруг оси, перпендикулярной к плоскости рис. 412, перед венком одинаковых, снабженных железными сердечниками, катушек. Оси магнитов и катушек расположены радиально, противоположные полюсы магнитов следуют друг за другом по окружности и число равноотстоящих магнитных полюсов равно числу равноотстоящих друг от друга катушек. Число линий индукции, пронизывающих катушки, изменяется периодически. Если принять, как это сделано на рисунке, что имеются три пары полюсов, то для каждой катушки полному обороту соответствуют три периода, вообще же число периодов в секунду, т. е. частота, равняется числу пар полюсов, умноженному на число оборотов (784)<sup>1)</sup>. Таким образом, машина, дающая очень большую частоту (машина высокой частоты) содержит очень много пар полюсов. В общем, высокая частота выгодна постольку, поскольку индуктированная э. д. с. пропорциональна частоте<sup>2)</sup> (787), не выгодна постольку, поскольку при повышении частоты возрастает кажущееся сопротивление (808). Обыкновенно выбирают частоту 50 в секунду. Э. д. силы, индуктированные в соседних катушках, имеют разность фаз в  $180^\circ$ ; если же сделать соединения так, как на рисунке, то переменные напряжения будут включены последовательно в одной и той же фазе и просто суммируются в полезной проводке  $L$  (например, калильные лампы), в которой используется ток. Такой ток, так называемый однофазный ток получается в том случае, когда, как здесь, число катушек равно числу полюсов.

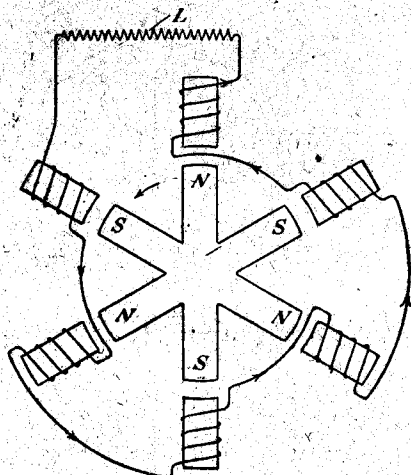


Рис. 412.

периодов в секунду, т. е. частота, равняется числу пар полюсов, умноженному на число оборотов (784)<sup>1)</sup>. Таким образом, машина, дающая очень большую частоту (машина высокой частоты) содержит очень много пар полюсов. В общем, высокая частота выгодна постольку, поскольку индуктированная э. д. с. пропорциональна частоте<sup>2)</sup> (787), не выгодна постольку, поскольку при повышении частоты возрастает кажущееся сопротивление (808). Обыкновенно выбирают частоту 50 в секунду. Э. д. силы, индуктированные в соседних катушках, имеют разность фаз в  $180^\circ$ ; если же сделать соединения так, как на рисунке, то переменные напряжения будут включены последовательно в одной и той же фазе и просто суммируются в полезной проводке  $L$  (например, калильные лампы), в которой используется ток. Такой ток, так называемый однофазный ток получается в том случае, когда, как здесь, число катушек равно числу полюсов.

<sup>1)</sup> В технике числом оборотов называют число оборотов в минуту.

<sup>2)</sup> При вдвое большей частоте то же самое изменение потока индукции совершается в течение вдвое меньшего времени.

812. Многофазный ток, вращающийся ток, вращающееся поле. Многофазный ток получается, когда число катушек больше, чем число полюсов. Рис. 413 дает схему машины для трехфазного тока. Расстояние между катушками равно третьей части расстояния одноименных, следующих друг за другом, полюсов; последнее соответствует периоду, так что ток в каждой следующей по направлению вращения катушке отстает по фазе на  $120^\circ$  от тока в предыдущей катушке. Каждые три следующие друг за другом катушки образуют группу; концы  $a$  катушек 1, 2, 3 первой группы соединены между собой и тем самым приведены к одному и тому же потенциалу; если теперь напряжение конца  $b_1$  относительно  $a$  положить равным

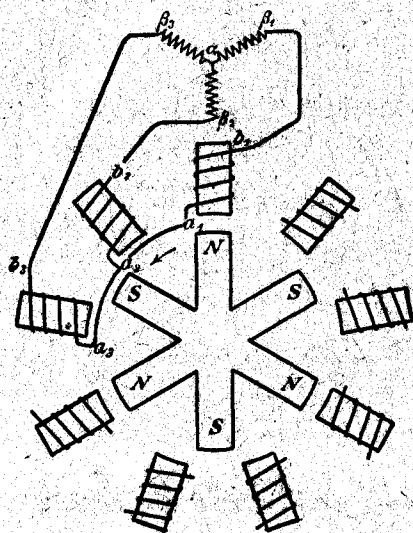


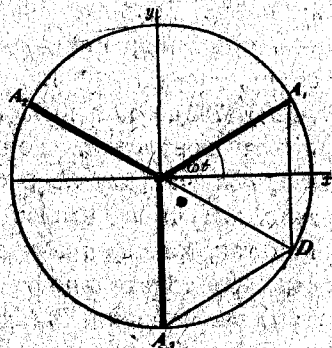
Рис. 413.

$E_0 \sin \omega t$ , то напряжения концов  $b_2$  и  $b_3$  будут соответственно  $E_0 \cdot \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3})$  и  $E_0 \cdot \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3})$ . Пусть на месте потребления находятся три равные полезные проводки, не имеющие индуктивности, например, лампы накаливания, и пусть они расположены в виде звезды, т. е. одними концами сходятся в точке  $a$ , а другие концы их  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  соответственно соединены с  $b_1, b_2, b_3$ . Тогда силы тока в ветвях  $a_1 b_1 \beta_1 a$ ,  $a_2 b_2 \beta_2 a$ ,  $a_3 b_3 \beta_3 a$  равны соответственно  $I_0 \sin \omega t$ ,  $I_0 \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3})$ ,  $I_0 \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3})$ . Эти три тока дают в точке  $a$ , где они сходятся, сумму нуль, как показывает векториальная диаграмма рис. 413<sup>a</sup>. Именно, они изображаются отрезками  $OA_1, OA_2, OA_3$ ; результирующая  $OD$ , составленная из  $OA_1$  и  $OA_3$ , образует с  $OA_2$  угол в  $60^\circ$ ,  $OA_2$  образует с тем же отрезком  $OD$ , угол в  $120^\circ$ , и потому  $OD$  по направлению противоположен  $OA_2$ , и притом равен  $OA_2 = OA_1$ , ибо треугольник  $OA_1 D$  равносторонний. Следовательно, обратный

$E_0 \sin \omega t$ , то напряжения концов  $b_2$  и  $b_3$  будут соответственно  $E_0 \cdot \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3})$  и  $E_0 \cdot \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3})$ . Пусть на месте потребления на-

ходятся три равные полезные проводки, не имеющие индуктивности, например, лампы накаливания, и пусть они расположены в виде звезды, т. е. одними концами сходятся в точке  $a$ , а другие концы их  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  соответственно соединены с  $b_1, b_2, b_3$ . Тогда силы тока в ветвях  $a_1 b_1 \beta_1 a$ ,  $a_2 b_2 \beta_2 a$ ,  $a_3 b_3 \beta_3 a$  равны соответственно  $I_0 \sin \omega t$ ,  $I_0 \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3})$ ,  $I_0 \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3})$ . Эти три то-

ка дают в точке  $a$ , где они сходятся, сумму нуль, как показывает векториальная диаграмма рис. 413<sup>a</sup>. Именно, они изображаются отрезками  $OA_1, OA_2, OA_3$ ; результирующая  $OD$ , составленная из  $OA_1$  и  $OA_3$ , образует с  $OA_2$  угол в  $60^\circ$ ,  $OA_2$  образует с тем же отрезком  $OD$ , угол в  $120^\circ$ , и потому  $OD$  по направлению противоположен  $OA_2$ , и притом равен  $OA_2 = OA_1$ , ибо треугольник  $OA_1 D$  равносторонний. Следовательно, обратный

Рис. 413<sup>a</sup>.

провод от  $a$  к  $a$  излишен, и для передачи тока требуется только три провода, между тем как понадобилось бы шесть проводов, если бы ток каждой катушки подводился самостоятельно<sup>1)</sup>. Описанную систему токов называют трехфазным током, или вращающимся током с звездообразным включением; выражение вращающийся ток имеет следующее основание. Если через три равные катушки, расположенные звездообразно под углом в  $120^\circ$  проходит трехфазный ток, т. е. токи  $I_1, I_2, I_3$ , то эти токи в центральной точке расположения катушек вызывают периодически-изменяющиеся магнитные силы; последние направлены вдоль осей трех катушек, по величине равны, а по фазе сдвинуты, и если их наибольшее значение положить равным 1, то они выразятся соответственно через  $\sin \omega t, \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{3} \right),$

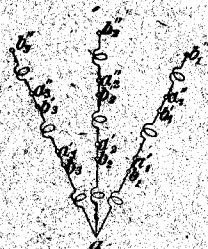


Рис. 413б.

$\sin \left( \omega t - \frac{4\pi}{3} \right)$ . При сложении по правилу параллелограмма сил получается магнитное поле с напряжением 1,5, вращающееся по кругу с угловой скоростью  $\omega$  (вращающееся поле). Легко, например, убедиться, что для  $\omega t = 0, \frac{\pi}{2},$  и  $\pi$  результирующее поле направлено соответственно перпендикулярно к оси 1 катушки, параллельно этой оси и перпендикулярно к ней с направлением в другую сторону, и имеет силу 1,5.

813 Переменный ток можно получать также от машин постоянного тока, например, от описанной в п. 800 машины Грамма. Если она устроена с коммутатором, то к каждому из двух медных стерженьков, к которым присоединены концы одной и той же катушки, прикрепляют по изолированному кольцу, вращающемуся вместе с коммутатором, и по этим кольцам заставляют скользить отбирающее ток щетки. В проводке, соединяющей щетки, получается тогда переменный ток, так как на отдельную катушку действуют переменное напряжение, имеющее тот же период, что и вращение кольца Грамма. Применяв этот прием к нескольким катушкам, можно, очевидно, получить от машины и многофазный ток.

<sup>1)</sup> Ради ясности на рис. 413 изображены соединения только для первой группы  $S$ . Дополнительный рис. 413б показывает соединения трех групп  $S, S', S''$  при последовательном включении;  $b_1'', b_2'', b_3''$  должны быть присоединены соответственно к  $B_1, B_2, B_3$ .

814. Синхронный мотор. Пропустим однофазный ток от генератора переменного тока 1 (Рис. 412) через якорные катушки такого же генератора переменного тока 2; пусть в рассматриваемый момент подвижные части обоих аппаратов имеют одинаковое положение относительно неподвижных частей (якорных катушек). Тогда подвижная часть 2 подвергается по закону Ленца действию силы, стремящейся вращать ее в ту или другую сторону, смотря по тому, как произведено электрическое соединение обеих машин. Если, далее, подвижная часть 2 вращается с той же угловой скоростью, как и подвижная часть 1, то сказанное остается справедливым для каждого момента; движущаяся часть 2 поглощает работу, однако, скорость вращения ее не изменяется, если сообщение ей работы идет с такою же скоростью, как и расходование работы. При таком расположении генератор 2 становится мотором (ср. п. 806). Сказанное остается справедливым, однако, лишь до тех пор, пока обе подвижные системы вращаются одинаково быстро, или, как говорят, пока обе машины идут синхронно; подвижная система 2, во всяком случае, не выйдет из состояния покоя, если это условие не выполнено. Действительно, небольшая скорость вращения, сообщаемая ей электромагнитным действием токов якоря, при перемене направления тока снова уменьшается; ток, изменивший свое направление, заставляя якорь почти в том же положении, производит момент вращения в обратную сторону. Загруднительной синхронизации не требуется в асинхронном моторе.

815. Асинхронный мотор. В горизонтальное вращающееся поле (812) вносится горизонтальный медный круг; движение этого круга может быть использовано для производства работы, хотя бы, напр., при посредстве соединенного с ним вала. Круг увлекается вращающимся полем (784), при чем ему сообщается известная механическая работа, — получается мотор, способный сдвинуться самостоятельно с места. Если бы при этом подвижная часть (круг) достигла скорости вращения вращающегося поля, то между ними не существовало бы никакого относительного движения, а следовательно, никакой индукции и никакой передачи работы. Число оборотов  $n_2$  подвижной части, регулируемое нагрузкой, должно, следовательно, оставаться меньше, чем число оборотов  $n_1$  вращающегося поля; величина  $\frac{n_1 - n_2}{n_1} = \sigma$  называется скольжением. Механическая мощность, сообщаемая вращающейся системе, равна  $n_2 \cdot 2\pi M$ , где  $M$  обозначает момент вращения (42), действующий на эту систему. Вообразим на минуту, что вращающееся поле, как при обращении опыта Араго (784), заменено враща-

ющимся магнитом; на последний, по п. 16, будет действовать момент вращения, замедляющий его движение и по абсолютной величине также равный  $M$ ; поэтому механическая мощность, затрачиваемая на его вращение, равна  $n_1 \cdot 2\pi M$ . Через посредство индукции эта мощность воспринимается кругом, отдается же им механическая мощность  $n_2 \cdot 2\pi M$ , остаток  $(n_1 - n_2) 2\pi M$  превращается, следовательно, в теплоту;  $\frac{n_2}{n_1} = 1 - \sigma$  представляет коэффициент полезного действия мотора.

Индуктированные в круге электродвижущие силы, и если не считаться с самоиндукцией, то и индуктированные в ней токи, а значит, и действующий на круг момент вращения пропорциональны  $n_1 - n_2$ ; отданная же кругом механическая мощность пропорциональна, следовательно,  $n_2 (n_1 - n_2)$ . Те же соотношения остаются в силе при замене магнита вращающимся полем; доставленная подвижной части мотора механическая работа заимствуется от неподвижной части, т. е. от производящих вращающееся поле катушек, в которых фактор эффекта (808) повышается благодаря обратному воздействию подвижной части.

В асинхронных двигателях, применяемых в технике, обыкновенно подвижной частью двигателя служит, вместо круга Араго, система катушек, соответственным образом расположенных, коротко замкнутых, снабженных железными сердечниками и не имеющих никаких наружных электрических соединений.

316. Трансформаторы. I. Аппарат с салазками. Соленоид, снабженный стержнем из мягкого железа — индуктирующий или первичный  $P$  (Рис. 414) — включен в цепь батареи, которая попеременно замыкается и размыкается посредством молоточка Неефа (798). При этом во втором надвигаемом на первый соленоиде — индуктируемом или вторичном  $S$  — возникают токи замыкания и размыкания. В маленьких индукционных аппаратах такого рода (Рис. 414) вторичный соленоид можно посредством особых салазок надвигать более или менее на первичный, и тем самым по желанию можно увеличивать или уменьшать силу индукционного тока.

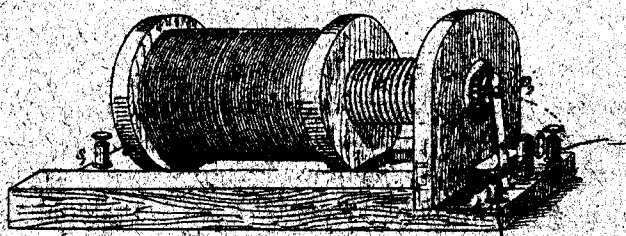


Рис. 414.

817. Ток замыкания и размыкания: Так как, по п. 796, время, в течение которого индуктирующий ток при замыкании достигает своей конечной величины, больше того времени, в течение которого он исчезает при размыкании, и так как индукция происходит в течение только того времени, когда изменяется сила индуктирующего тока, то продолжительность токов замыкания больше продолжительности токов размыкания. Так как, далее, по п. 790, в обоих токах движется одно и то же количество электричества, то более короткий ток размыкания, пока он существует, обладает большей средней силой или большей средней электродвижущей силой, чем более продолжительный ток замыкания. Эта разница обоих токов проявляется между прочим в том, что ток размыкания производит на тело человека и животного большее физиологическое действие, чем ток замыкания.

818. 2. Индукционный аппарат. Если концы  $s_1$  и  $s_2$  вторичного соленоида (Рис. 415) изолированы друг от друга, то электродвижущая сила

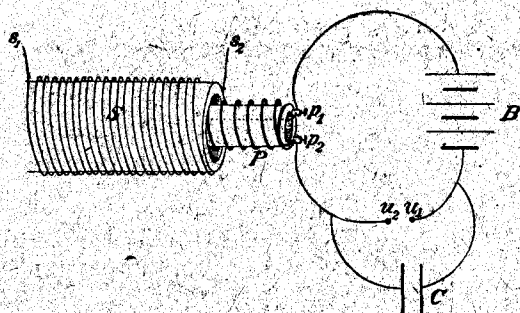


Рис. 415.

индукции, перемещая положительное электричество на один конец, а отрицательное на другой, производит между этими концами  $s_1$  и  $s_2$  напряжение, уравнивающее электродвижущую силу. Это напряжение, по п. 817, при индукции размыкания достигает большей величины, чем при индукции замыкания. Так как индукция

производится на каждый оборот вторичного соленоида, то увеличением числа его оборотов электродвижущая сила индукции может быть доведена до очень большой величины, и в то время, когда по первичному соленоиду пропускают от батареи ток в несколько вольт, на концах вторичного соленоида, вследствие индукции размыкания, может быть получено напряжение во много тысяч вольт.

Это напряжение стараются сделать возможно большим. С этой целью на основании п. 817, уменьшают по возможности тот промежуток времени, в течение которого происходит исчезновение первичного тока, а также исчезновение магнетизма в стержне при прерывании первичного тока. Для этого нужно по возможности ослабить, по п. 794, ток Фуко и, по п. 796, искру прерывания на месте перерыва первичного тока. Первого достигают, устраивая стержень из тонких изо-

лированных друг от друга железных проволок; второго — тем, что устраивают, по предложению Физо, как это схематически показано на рис. 415, пластинчатый конденсатор  $C$  с оловянными обкладками, с которыми и соединяют две точки, лежащие по обе стороны места перерыва. Изолирующий слой конденсатора образуется стеклянными пластинками или лакированной бумагой. Большая часть электричества, приводимого в движение вследствие самоиндукции при размыкании, перетекает тогда в обкладки конденсатора и уходит таким образом с концов  $u_1$  и  $u_2$  места перерыва.

Устроенный таким образом прибор называется индукционным аппаратом. Рис. 416 изображает более крупный из аппаратов этого рода, аппарат Румкорфа, в котором прерыватель Неефа устроен по способу М. Дебре; якорь  $a$ , укрепленный на сильной пружине, соединен проводником с  $a$ ; острейший винт при помощи проводящей части  $b$ , изолированной от  $a$ , соединено с  $\beta$ .

На рис. 424 (832)  $p'_1$  и  $p'_2$  представляют концы первичного соленоида;  $c_1$  и  $c_2$  соединены проводником соответственно с одной и другой обкладкой конденсатора Физо. На  $c_2$  и  $p_2'$  накладываются полюсы батареи,  $d_1$  и  $d_2$  ведут к местам  $\beta$  и  $\alpha$  на прерывателе (Рис. 416).

Этот аппарат может вызвать между электродами  $e_1$  и  $e_2$ , которыми оканчиваются концы  $s_1$  и  $s_2$  вторичного соленоида, зигзагообразную искру до дециметра длиной<sup>1)</sup>. Эти искры происходят только от индукции размыкания, так как электродвижущей силы индукции замыкания недостаточно, чтобы преодолеть сопротивление пространства между электродами (817).

<sup>1)</sup> В больших катушках длина искры достигает метра.

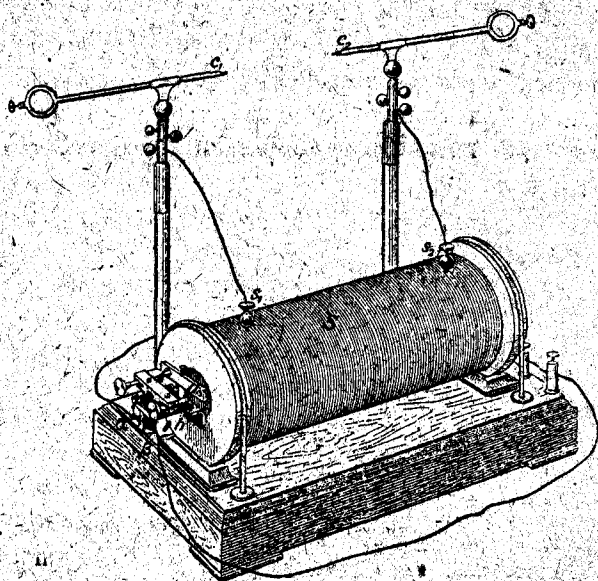


Рис. 416.



Если на индукционном аппарате при длине искры в несколько миллиметров раздвинуть электроды  $e_1$  и  $e_2$  до прекращения искрового тока, то, как это открыл Г. Герц, искровой ток возобновляется, если пространство, по которому проходит искра, подвергнуть действию ультрафиолетовых лучей, при чем, по Е. Видеману и Эберту, лучи действуют только на катод. Это явление объясняется, по п. 628, тем, что вызываемое индукцией размыкания высокое напряжение у электродов существует в течение такого короткого времени, что искровой разряд может произойти только при уменьшении задержки, производимом посредством направления на катод ультрафиолетовых лучей.

Если  $e_1$  и  $e_2$  соединить соответственно с внутренней и с внешней обкладкой лейденской банки, то большая часть количества электричества, направляемая к  $e_1$  и  $e_2$ , уйдет в обкладки, вследствие чего напряжение между  $e_1$  и  $e_2$ , а вместе с тем и длина искры уменьшатся; но искры, посредством которых разряжаются тогда большие количества электричества, делаются ярче и трещат громче.

**819. Прерыватель Венельта (1899 г.).** При высокой электродвижущей силе (не менее 12 вольт) в первичной цепи молоточек Неефа

часто выгодно заменять прерывателем Венельта<sup>1)</sup>. Он состоит (Рис. 417) из электролитического сосуда, в котором электролитом служит разведенная серная кислота [20—25° Боле (144)]; анод  $A$  представляет короткий кусок платиновой проволоки, выступающий из стеклянной трубочки, а катод  $K$  — большую свинцовую пластинку. Большая плотность тока у анодной проволоки образует вокруг нее, по видимому, благодаря теплоте Джауля, оболочку пара, которая прерывает ток. Но как только эта оболочка пара прорывается и уносится искрой размыкания<sup>2)</sup>, жидкость снова соприкасается с проволокой, и ток

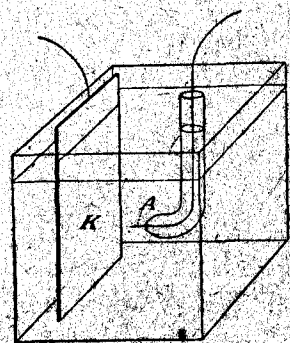


Рис. 417.

в месте перерыва замыкается; затем опять получается перерыв тока, и т. д. Прибор дает очень большое число перерывов (до 2000 в секунду) и делает излишним конденсатор Физо.

**820. 3. Трансформатор переменных токов.** При передаче, получаемой от динамомашинной электрической энергии на большие расстояния, по

<sup>1)</sup> Много лет раньше Венельта Слугинов пользовался при своих опытах подобным же прерывателем.

Ред.

<sup>2)</sup> Пар вновь поглощается жидкостью.

Ред.

п. 804, выгодно уменьшать один из множителей, произведение которых дает электрический эффект (802), а именно—силу тока  $I$ , и увеличивать другой—напряжение у зажимов  $K$ . Однако, в местах потребления этой энергии, слабый высокого напряжения ток, представляющий опасность для потребителя, должен быть преобразован в сильный ток слабого напряжения. При пользовании переменным током необходимое преобразование тока совершается легко при помощи трансформатора переменных токов, который обыкновенно имеет кольцеобразную форму и в противоположность индукционному аппарату, состоит из первичного соленоида из тонкой проволоки, с большим числом оборотов, и из вторичного соленоида с немногими оборотами толстой проволоки (792). Однако, трансформация происходит не без потерь, из которых важнейшая, обуславливаемая гистерезисом, для хорошего, идущего на трансформаторы железа составляет до 2%, для худших же сортов 8% полезного действия. Потерю вследствие токов Фуко (794) уменьшают, придавая железу форму очень тонких пластинок, установленных в поперечном направлении к току.

Если при помощи переменного тока, даваемого городской центральной станцией, желают зарядить аккумуляторы, то переменный ток необходимо преобразовать в постоянный. Целесообразно достигается это посредством выпрямителя с ртутным паром.

821. Ртутнопаровой выпрямитель (Купер Гевитта) состоит (Рис. 418) из evacuated стеклянного сосуда  $G$ , ртутного катода  $k$  и железных или графитовых электродов  $a_1$  и  $a_2$ , которые, если они не слишком малы, нагреваются током настолько слабо, что могут действовать только как аноды (754).  $AB$  представляет катушку трансформатора. Согласно сказанному, световая дуга, если  $A$  положительно и  $B$  отрицательно, направляется

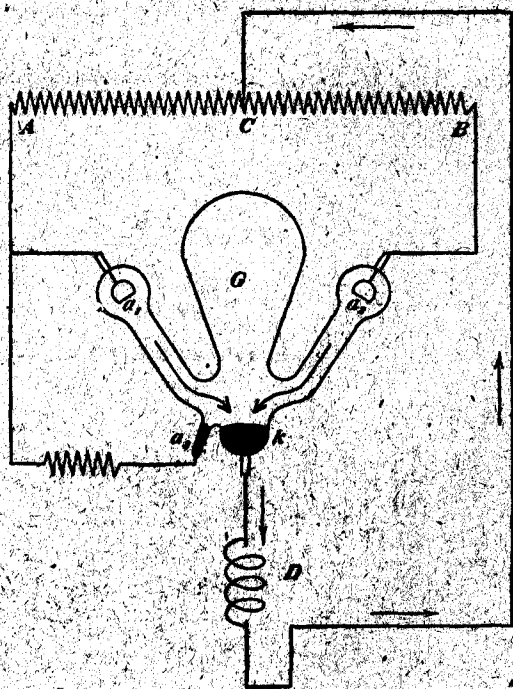


Рис. 418.

от  $a_1$  к  $k$ , если же  $A$  отрицательно, а  $B$  положительно, от  $a_2$  к  $k$ . В ветви  $kDC$ , в которую и включается батарея аккумуляторов, ток имеет одно и то же направление. Для зажигания служит вспомогательный ртутный анод  $a_3$ , действующий следующим образом: при разъединении масс ртути  $a_2$  и  $k$ , которые благодаря встряхиванию время от времени оказываются соединенными, между  $a_3$  и  $k$  образуется маленькая световая дуга, дающая начало действию выпрямителя. Индуктивность дроссельной катушки  $D$  приводит к тому, что ток от  $a_1$  к  $k$  не успевает исчезнуть до тех пор, пока начнется ток от  $a_2$  к  $k$  (795); в противном случае выпрямитель по временам оставался бы без тока, вследствие чего прекратилось бы действие его. Общая потеря энергии в трансформаторе и выпрямителе составляет 10—20%.

822. Телефон Белля. Постоянный магнит  $M$  (Рис. 419) окружен на одном своем конце коротким соленоидом  $S$ ; против одного из полюсов

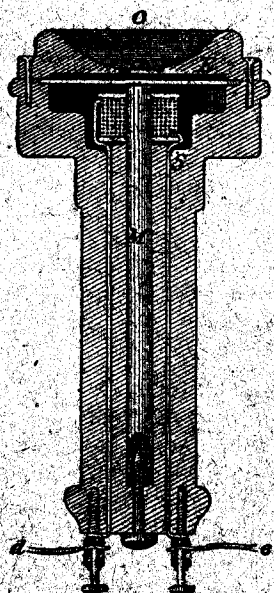


Рис. 419.

этого магнита расположена круглая железная пластинка  $E$  (мембрана) с натяжением, укрепленная по окружности. Такой телефон устанавливается и там, откуда говорят, и там, где слушают. Соленоиды обеих трубок соединены проводниками при  $d$  и  $e$ . Железная мембрана  $E$ , вследствие нахождения против нее магнита, обладает магнитной полярностью. Если мембрана телефонной трубки  $A$ , в которую говорят, подвинется по направлению к магниту, то число силовых линий, охватываемых соленоидом этой трубки, увеличится. Возбужденный благодаря этому индукционный ток распространяется по проводнику на соленоид трубки телефона  $B$ , в которую слушают, и если этот ток, действуя в том же смысле, как и магнит трубки  $B$ , усиливает притяжение этого магнита на железную мембрану, то и эта мембрана подвигается к своему магниту. По соответствующим причинам движение мембраны трубки  $A$  кнаружи от ее магнита вызывает такое же движение кнаружи и мембраны в  $B$ . Звуковое движение воздуха, совершающееся при  $O$  на станции, откуда говорят, передается механически железной мембране трубки  $A$ . От нее оно, посредством электрического тока распространяется на железную мембрану трубки  $B$  и от последней опять механически передается воздуху слухового прохода, к которому

прикладывается слуховая трубка принимающего телефона. Если ток в принимающем телефоне получает обратное направление, то при распространении музыкального звука происходит относительное замедление на  $\frac{1}{2}$  периода колебания (255), что не имеет влияния на тембр звука.

823. Микрофон. При другой системе телефонной передачи посылающий звук телефон заменяется так называемым микрофоном. Более старая форма его указана на рис. 420. Подвижный стержень  $B$  из проводящего электричество угля помещается свободно между двумя кусками такого же угля  $F_1$  и  $F_2$ , прикрепленными к резонирующей доске. Места  $c_1$  и  $c_2$  свободного контакта угольного стержня с гнездами угольных кусков  $F_1$  и  $F_2$ , а также соленоид воспринимающего звук телефона вводятся в цепь гальванической батареи, находящейся на станции, откуда говорят. Вызванные колебания воздуха колебания резонирующей доски изменяют сопротивление проведению электричества на местах свободного слабого контакта углей, при чем это сопротивление попеременно то увеличивается, то уменьшается, смотря по тому, в ту или в другую сторону происходит движение при колебании. Вследствие этого происходит попеременно уменьшение и увеличение силы тока; эти „колебания тока“ распространяются до воспринимающего телефона и там (822) отчасти преобразуются в звуковые колебания. В современных микрофонах применяется слой угольных зерен между двумя угольными пластинками, т. е. большое число свободных контактов.

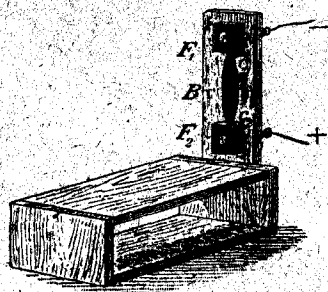


Рис. 420.

823<sup>a</sup>. Принципиальное различие обеих описанных систем состоит в том, что при первоначальной системе Белля часть энергии передаваемого звука превращается в электрическую энергию, напротив, при микрофонной передаче от действия передаваемого звука освобождается в большем или меньшем количестве энергия другого источника, а именно введенной в цепь батареи. Так как при распространении электрических токов по проволоке происходит некоторая потеря энергии вследствие образования теплоты Джауля (728), то в первом случае получаемый от воспринимающего телефона звук неизбежно слабее звука, входящего в посылающий телефон; между тем во втором случае первый может быть сильнее последнего.

824. Измерение электролитических сопротивлений посредством переменных токов и телефона (Ф. Кольрауш). Электролитический сосуд, введенный в цепь гальванической батареи, ослабляет ток не только вследствие своего сопротивления, но также и вследствие поляризации электродов (п. 715 и след.); поэтому по ослаблению тока нельзя прямо судить о сопротивлении электролита.

По той же причине и уитстонов метод в той форме, которая описана в п. 690, не пригоден для определения электролитического сопротивления.

Пусть в уитстоновом мостике (690) батарея заменена вторичным соленоидом действующего индукционного аппарата (п. 816, рис. 414). По системе проводников будут тогда проходить направленные в противоположные стороны токи замыкания и размыкания, так называемые переменные токи. Если в проводниках не происходит ни самоиндукции, ни поляризации, то переменные токи в мостике исчезают, раз имеет место соотношение сопротивлений, формулированное в равенстве (133). Но так как быстро следующие друг за другом токи замыкания и размыкания производят равное и противоположно-направленное действие на гальванометр (790), а потому и не сообщают стрелке гальванометра никакого отклонения, то он заменяется телефоном, мембрана которого колеблется в ту и в другую сторону от действия переменных токов и начинает звучать; установка прибора делается на исчезание звука в телефоне:

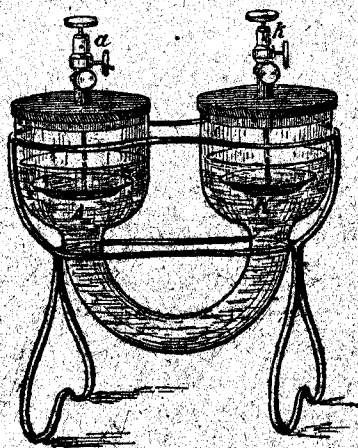


Рис. 421.

Если определяемое сопротивление в ветви 3 (Рис. 357, п. 690) представляет электролитическое сопротивление, то вследствие возникающей попеременно в противоположном направлении поляризации электродов, телефон никогда не затихает. Если же, по Ф. Кольраушу, сделать поляризацию малой посредством применения слабых переменных токов и больших платинированных<sup>1)</sup> платиновых электродов, то получается хорошо улавливаемый минимум силы звука, и если установку произвести на этот минимум, то этим приблизительно осуществляется отношение сопротивлений, выраженное в равенстве (133).

<sup>1)</sup> Платина осаждается на электродах электролитически в виде платиновой черны, которая, имея губчатое строение, тем самым увеличивает их поверхность. Ред.

При указанном условии метод этот дает при обычной обстановке достаточно точные результаты.

На рис. 421 изображен сосуд, предложенный Ф. Кольтраушем для помещения исследуемой электролитической жидкости;  $A$  и  $K$  — платинированные платиновые электроды. Отношение сопротивлений, которые обнаруживает этот сосуд при наполнении его последовательно различными электролитами, равно отношению удельных сопротивлений этих электролитов.

## Глава 20. Электрические волны

825. Электромагнитная теория света Максвелля. Теория волнообразного движения света может быть построена на допущении, что в световом луче происходит волнообразное поперечное движение — совершенно независимо от его характера. По Максвеллю, это движение электрического рода, при чем лежащие на одном волновом луче частички последовательно претерпевают одни и те же электрические изменения (сравни п. 252), и на расстояниях, равных половине длины волны, на луче имеют место противоположные электрические состояния, или действуют противоположно направленные электрические силы. Электрическая сила вызывает и в изоляторе и в свободном эфире ток смещения (п. 627, выноска), который, в свою очередь, возбуждает магнитную силу, направленную перпендикулярно к электрической (677).

Максвелль показал, что, по этой теории, скорость света в пустоте должна быть равна определенной в п. 738 скорости  $c$ ; что, затем, различие скорости света в разных электрических изоляторах зависит от их диэлектрической постоянной (626), а именно: показатели преломления для очень длинных волн относятся между собой, как квадратные корни из диэлектрических постоянных. Опыт подтверждает первый вывод Максвелля, и второй его вывод, повидимому, оправдывается везде, где нет нарушающих побочных обстоятельств вторичного характера.

826. Опыты Гертца. Гертцу удалось (1888) при помощи электрических методов констатировать существование волновых лучей электрической силы и показать, что они распространяются по тем же законам, что и световые лучи.

827. Первичный проводник. Две заканчивающиеся шариками латунные трубки  $p$  и  $r$ , (Рис. 424) соединены с полюсами вторичного соленоида действующего индукционного аппарата. Искровой разряд между обоими шариками является тогда колебательным, подобно

разряду лейденской банки при указанных в п.п. 635 и 795<sup>a</sup> условиях. Период таких электрических колебаний тем меньше, чем меньше размеры металлических частей  $p_1$  и  $p_2$  первичного проводника.

828. Стоячие волны электрической силы. Пусть первичный проводник, принимаемый за вертикальный, расположен не так, как на рис. 424, а свободно в воздухе. Исходящие от него поперечные волны электрической силы отражаются от обладающей электропроводностью стены  $W$ , стоящей вертикально против него (Рис. 422), и вследствие

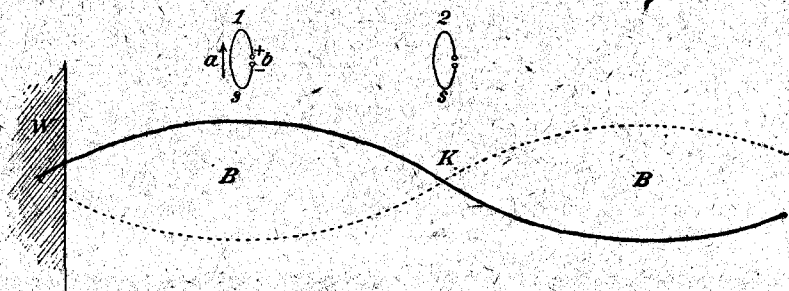


Рис. 422.

интерференции прямых волн с отраженными между первичным проводником и стеной образуются стоячие волны (281). Этому процессу аналогичен описанный в п. 280 акустический опыт. В узле  $K$  электрическая сила имеет наименьшую величину, в пучностях  $B$  она принимает при колебаниях наибольшие величины.

829. Вторичный проводник  $z$  (Рис. 422) служит для исследования амплитуды колебаний в различных местах. Он состоит из проволочного круга, плоскость которого расположена вертикально и перпендикулярно к направлению распространения волн (перпендикулярно к плоскости чертежа) и который при  $b$  прерывается маленьким искровым промежутком. Если круг стоит, как изображено на рис. 422, то проявляющаяся в электрической волне направленная вверх электрическая сила производит большее действие при  $a$ , где проводник замкнут, чем в месте его перерыва при  $b$ . Верхний конец искрового промежутка является поэтому наэлектризованным положительно, а нижний — отрицательно, и между двумя концами промежутка возникает напряжение, которое может произвести маленькую искру при  $b$ . Если вторичный проводник передвигать вдоль волны, то оказывается, что искорки становятся наиболее сильными вблизи пучностей; наоборот, около узла они исчезают. Это дает возможность показать наличие узлов и пучностей.

830. Измерение скорости распространения электрических волн. Расстояние двух соседних узлов равно половине длины волны  $\frac{\lambda}{2}$ , а эта полу-волна  $\frac{\lambda}{2} = c \cdot \frac{\tau}{2}$ , где  $c$  — скорость распространения света, а  $\tau$  — продолжительность колебания. (254). По найденной из опыта длине волны и вычисленной теоретически продолжительности колебания из этого уравнения вычисляется скорость распространения  $c$ , которая оказывается почти равной скорости света.

При опытах Герца продолжительность колебания составляла 0,0000000022 секунды; соответствующая длина полуволны = 33 сантиметра. Только при применении таких быстрых колебаний получаются столь короткие волны, что несколько таких волн вмещаются в ограниченное пространство лаборатории; на этом и основан успех опыта<sup>1)</sup>.

831. Установка Лехера. Длину волны удобнее измерять при постановке опыта, предложенной Лехером. Искровой промежуток в первичном проводнике (Рис. 423) состоит из двух шариков  $P_1$  и  $P_2$ , которые соединены соответственно с пластинками конденсаторов  $c_1$  и  $c_2$  и с полюсами индукционного аппарата  $I$ . Пластинки  $c_1$  и  $c_2$  расположены против пластинок конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$ , от которых идут длинные параллельные проволоки  $C_1d_1$  и  $C_2d_2$ . Пластинки  $c_1$  и  $c_2$  заряжаются индукционным аппаратом соответственно положительно и отрицательно и разряжаются посредством колебательного разряда,

1) Впоследствии Лебедевым были получены электрические волны длиной всего в 3 миллиметра. Весьма малые размеры его установки позволяют с помощью обыкновенного гониометра (угломерного прибора) изучать законы отражения и преломления электрических лучей, оказывающихся вполне тождественными по своим свойствам с плоскополяризованными световыми лучами, но имеющих длины волн во много раз большие. Таким образом, исследования Герца и его последователей (Лебедева и др.) вполне подтвердили высказанное Максвеллом положение: свет есть частный случай электромагнитных явлений, зависящих от периодических изменений (пертурбаций) одной и той же среды (эфира). Еще более полное подтверждение этого отождествления среды, в которой возникают световые явления, и электромагнитной среды получилось, когда Лебедев доказал с помощью точных опытов, что световые волны производят, падая на тела, давление на них. До опытов Лебедева это давление не было известно, но оно было предсказано Максвеллом на основании его электромагнитной теории света. Вычисления Максвелла и опыты Лебедева показали, что это давление для солнечных лучей, падающих на поверхность 1 кв. метра перпендикулярно к поверхности, равно 0,4 миллигр., если поверхность черна (поглощает все лучи), или 0,8 миллигр., если поверхность зеркальна (отражает все лучи). Ред.

С очень малыми первичными проводниками получены волны всего в 4 миллим., длины, которые, однако, все еще более, чем в 10 раз, длиннее, чем наиболее длинные известные до сих пор ультракрасные волны. (594). Ред.



когда между  $P_1$  и  $P_2$  перескакивает искра. При этом  $c_1$  и  $c_2$  заряжаются попеременно  $+$  и  $-$ , а  $C_1$  и  $C_2$  получают при этом через влияние попеременно же соответственно  $-$  и  $+$  заряды, вследствие чего в проволоках возникает колебательное движение электричества, имеющее в  $C_1d_1$  и  $C_2d_2$  одновременно противоположные, указанные стрелками направления. Если представить себе, что вместо проволок в прибор входят наполненные воздухом трубки, и при начале их происходят колебательные движения воздуха по направлению стрелок, то, по п. 290, в трубках возникли бы стоячие воздушные волны с узлами и

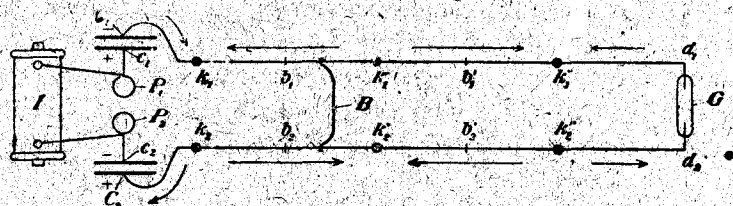


Рис. 423.

пучностями колебаний. В узлах происходило бы попеременно сгущение и разрежение воздуха, и притом в узле  $k_1$  трубки 1 сгущение имело бы место в то самое время, когда в противоположном узле  $k_2$  трубки 2 получалось бы разрежение. Если бы узлы  $k_1$  и  $k_2$  соединить поперечной трубкой, то воздух по ней перетекал бы от места большей плотности к месту меньшей, и благодаря этому нарушалось бы движение в трубках 1 и 2. В лежащих между узлами пучностях  $b$  воздух, правда, перетекает туда и сюда, но зато здесь сохраняется его естественная плотность, так что помещение здесь поперечной трубки не внесло бы нарушений в движение воздуха в трубках 1 и 2. При электрических колебаниях в проволоках возникают соответствующие вышеописанным воздушным электрические стоячие волны с колебаниями потенциала в узлах (соответствующими изменениям плотности); место поперечной трубки заступает здесь металлическая дужка, своими концами охватывающая обе проволоки и передвигающаяся по ним. Помещение такой проволоки в узле нарушает колебаний, так как потенциал в  $k_2$  понижается как раз в то время, когда возрастает потенциал в противоположном узле  $k_1$ ; вследствие этого электрический ток по дужке перетекает от  $k_1$  к  $k_2$ . Нарушений не происходит только тогда, когда дужка соединяет противоположные пучности  $b$ , в которых идет, правда, ток, но нет колебаний потенциалов. Чтобы найти пучности, концы  $d_1$  и  $d_2$  проволок соединяют посредством гейслеровой трубки  $B$ , имеющей не слишком малое со-

противление; она светится, благодаря электрическим колебаниям, и не погасает от введения дужки только тогда, когда последняя соединяет пучности колебаний. Расстояние двух соседних пучностей равно полу-волне электрического колебания.

Скорость распространения волн оказывается одинаковой, распространяются ли они в окруженных воздухом проводниках, или просто в воздухе (830).

832. Опыты с зеркалами. Два вертикальных вогнутых зеркала  $P$  и  $S$  с параболическим поперечным сечением ставятся друг против друга так, что оси их совпадают (Рис. 424). Свойствами параболы обуслови-

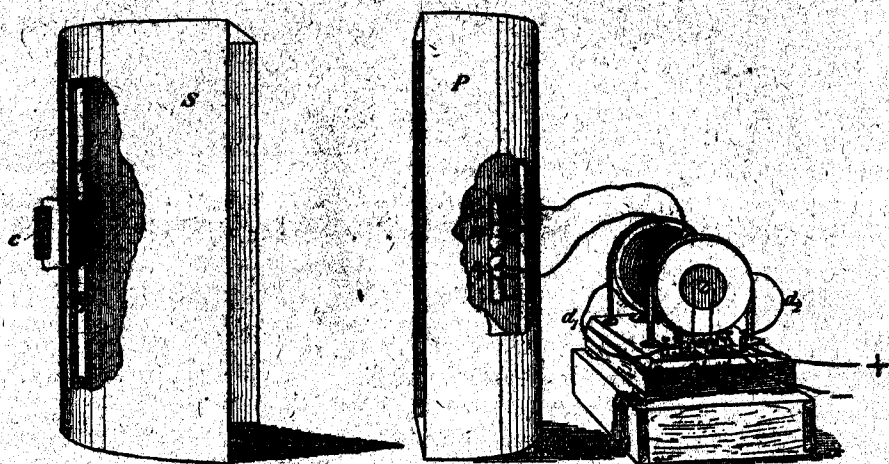


Рис. 424.

вается то, что горизонтальный световой луч, исходящий из какой-либо точки фокальной линии зеркала  $P$ , отражается последним параллельно оси и отбрасывается зеркалом  $S$  в его фокальную линию. Пусть в фокальной линии зеркала  $P$  находится вертикально установленный первичный проводник  $p_1, p_2$ ; исходящие от него лучи после отражения их зеркалом  $P$  будут концентрироваться в фокальной линии зеркала  $S$ , на расположенном по ней вторичном проводнике, состоящем из двух отделенных друг от друга металлических пластинок  $s_1$  и  $s_2$ . С последними в опытах Герца соединялись тонкие проволоки, которые проходили через заднюю стенку зеркала, отделяясь от нее изолирующим слоем, и за нею устанавливались одна против другой так, что между ними оставался небольшой искровой промежуток. Тогда возбужденные во вторичном проводнике электрические колебания вызы-

вали между концами выведенных наружу проволочек маленькие искры, видимые в затемненном пространстве. Благодаря применению зеркал, лучи электрической силы концентрируются, и присутствие их может быть обнаружено при довольно значительном удалении.

833. Когерер. Гораздо более чувствительный прибор, для обнаружения вызванных во вторичном проводнике колебаний, чем применявшееся Гертцем приспособление, представляет собой когерер (Кальцекки, Онести, Браили). Открытая с обеих сторон стеклянная трубка (Рис. 425), длиной около 5 сант., наполнена металлическими



Рис. 425.

опилками (латунными опилками, получаемыми при работе на токарном станке<sup>1)</sup>; оба конца ее закрыты пробками, через которые в пространство, заполненное опилками, проходят проволоки. Прибор вместе с гальванометром вводится в цепь одного гальванического элемента. Посредством постукивания по трубке ее легко привести в такое состояние, что гальванометр не будет показывать тока. Если теперь направить на трубку электрические волны, то гальванометр обнаруживает ток, который продолжает проходить и после прекращения действия электрического излучения на трубку, пока его не прекратят постукиванием по трубке. Благодаря некоторому до сих пор еще не выясненному процессу, электрические лучи понижают сопротивление в местах соприкосновения опилок. Вместо гальванометра можно также включить в цепь так назыв. рэле, т. е. электромагнит, который при возбуждении в нем магнетизма, притягивая якорь, замыкает более значительную батарею, так называемую местную батарею, и при ее помощи может приводить в действие лампочку накаливания или аппарат Морзе. В первом случае свечение лампочки указывает на то, что когерер подвергся действию электрических волн.

Если электроды когерера  $c$  (рис. 424) соединить со стоящими друг против друга концами половин вторичного проводника  $s_1$  и  $s_2$ <sup>2)</sup>, то когерер, при возбуждении электричества в первичном проводнике, обнаруживает колебания во вторичном. При этом можно произвести следующие опыты.

834. Образование тени. Действие на когерер прекращается, если на

<sup>1)</sup> Гораздо чувствительнее трубка с никелевыми, слегка окисленными нагреванием, опилками. Ред.

<sup>2)</sup> Безразлично, находится ли когерер внутри зеркала, или же, как это изображено на рис. 417, выведен наружу.

пути лучей между зеркалами поставить проводящую преграду, напр., металлический экран или даже человеческое тело.

835. Отражение. Вертикальные зеркала устанавливаются так, чтобы их горизонтальные оси пересекались друг с другом под углом в  $90^\circ$ . При этом действие на когерер прекращается; но оно может быть восстановлено, если в точке пересечения осей, перпендикулярно к равноделящей образуемого ими угла, установить вертикальный плоский металлический экран, который составит, следовательно, с осями углы в  $45^\circ$ . С таким же успехом действует в этом случае и состоящая из параллельных проволок металлическая решетка, если ее прутья стоят вертикально.

836. Преломление. Если между расположенными друг против друга, как изображено на рис. 424, зеркалами установить на пути лучей асфальтовую призму с вертикальным преломляющим ребром, то действие на когерер прекращается. Оно начинается снова, если ось второго воспринимающего зеркала  $S$  установить по направлению преломленных лучей, вычисленному на основании диэлектрической постоянной (825) и закона преломления (452).

837. Поляризация. Исходящие от первичного проводника лучи электрической силы по своему происхождению являются прямолинейно поляризованными (559). Поляризация их проявляется в том, что описанная в п. 835 решетка, помещенная между установленными, как показано на рис. 424, друг против друга зеркалами, задерживает действие на когерер, если ее прутья стоят вертикально, и, наоборот, не мешает этому действию, пропускает лучи, если, начиная от вышеуказанного положения, повернуть ее в ее плоскости на  $90^\circ$  и таким образом поставить ее прутья горизонтально. Этот опыт до известной степени соответствует опыту в оптике, при котором прямолинейно поляризованный луч, падающий перпендикулярно на турмалиновую пластинку, попеременно то пропускается, то погашается ею, если вращать пластинку в ее плоскости (573, рис. 283).

838. Значение этих опытов. Наше убеждение в том, что темные тепловые и световые лучи имеют одну и ту же природу, основывается преимущественно на данном Меллони, Кноблаухом и другими доказательстве, что оба рода лучей распространяются согласно одним и тем же законам и в качественном отношении обладают одними и теми же свойствами (592). В том же самом смысле опыты Герца доказывают, что световые и темные тепловые лучи представляют лучи электрической силы.

889. Беспроволочный телеграф. Маркони на распространении в

воздухе электрических волн основал метод беспроволочного телеграфирования<sup>1)</sup>. На рис. 426 изображена схема расположения частей цепи, применяемой для этой цели. Замкнутый колеблющийся круг  $K$  на станции отправления совершенно соответствует прибору Лехера (831) и приводится в действие точно так же, как и тот; только линейные размеры здесь малы по сравнению с длиной волны. Колебания, возникающие в  $K$ , когда при  $f$  перескакивает искра, пробегают по катушке  $P$  и при помощи магнитоэлектрической индукции возбуждают колебания

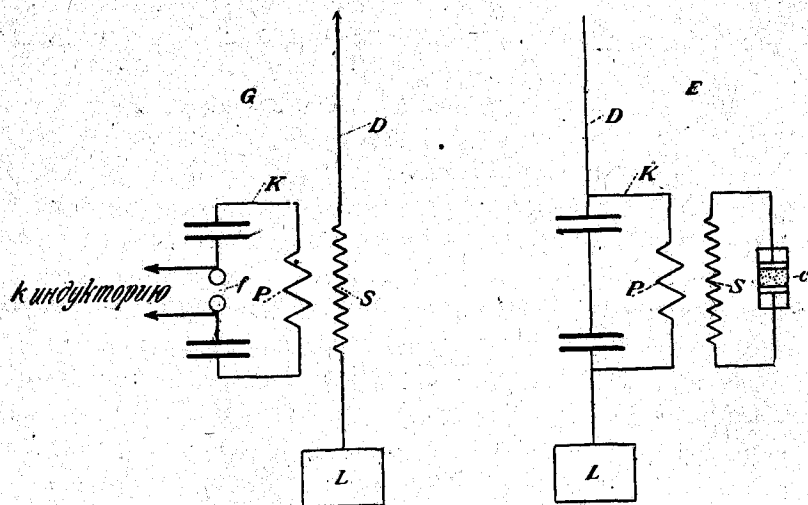


Рис 426.

в катушке  $S$ , соединенной с одной стороны с длинной оканчивающейся в воздухе проволокой  $D$ , так называемой антенной, а с другой — с металлической плитой  $L$ . Колебания антенны распространяются волнообразно по воздуху до принимающей станции и возбуждают колебания в приемнике  $E$ , который устроен подобно отправляющему аппарату  $G$ , с тою лишь разницей, что конденсаторы, которым в приемнике не приходится воспринимать зарядов большого напряжения, устраиваются здесь соответственно более легкие. Колебания приемника  $E$  проходят через когерер  $c$ , приводят в действие местную батарею и дают значки в аппарате Морзе, как это описано в п. 833. В то же время местная батарея приводит в движение постукиватель, особое приспособление<sup>2)</sup>,

<sup>1)</sup> Предложенный и в существенных чертах выработанный Поповым раньше и независимо от Маркони. Ред.

<sup>2)</sup> Изобретенное Поповым. Ред.

которое слегка ударяет по трубке когерера и тем сообщает сопротивлению когерера его первоначальную большую величину; вследствие этого ток местной батареи прерывается, и процесс повторяется таким же образом, пока на принимающую станцию посылаются волны.

Введенные Ф. Брауном замкнутые цепи колебаний  $K$  с их антеннами соответствуют камертонам с их резонирующими ящиками, а вся описанная система беспроволочного телеграфирования аналогична описанному в п. 273 опыту с камертонами. Приведенный в колебательное движение камертон представляет большой запас энергии, но сам по себе дает мало звука, и только при помощи резонирующей доски в воздух передается большое количество звуковой энергии. С другой стороны, резонирующий ящик, по которому произведен удар, замолкает очень быстро, но камертон, соединенный с резонатором, долгое время возмещает ему отдаваемый им звук. Для достижения такого результата нужно, чтобы резонирующий ящик был настроен на один тон с камертоном. Подобно этому и антенна должна быть настроена на колебания цепи (273). Точно так же цепь колебаний принимающего аппарата  $E$  должна быть одинаково настроена с цепью колебаний посылающего аппарата  $G$ . Если это согласование расстраивается, напр., вследствие соответствующего изменения емкости  $E$ , то принимающий аппарат перестает действовать. Длина антенны должна быть тем больше, чем на большие расстояния предполагается производить передачу.

Описанный способ в недавнее время был усовершенствован во многих отношениях. Колеблющийся круг и антенна станции отправления, если они не согласованы друг с другом, обладают такими же свойствами одна в отношении другой, как и маятники неодинаковой длины и с неодинаковым периодом колебаний в опыте, описанном в п. 273. В таком случае их электрические движения, составляющиеся из двух колебательных движений с мало отличающимися друг от друга периодами, обнаруживают характер биений, так что энергия между колебательным кругом и антенной перетекает в ту и в другую сторону. Один значительный искровой промежуток в колебательном круге можно заменить несколькими маленькими последовательно включенными в цепь промежутками для той же цели; такие промежутки быстро остывают после погасания искр и при этом теряют вызванную искрой электропроводность. При таком условии энергия не может из антенны возвращаться в колебательный круг, и антенна вместо двух сильно затухающих волн посылает одну слабо затухающую волну (погасающие искры, М. Вин). Соответствующего результата при опыте

описанном в п. 273, можно достигнуть, остановив один маятник, после того как энергия колебаний перешла на другой.

В приемнике новейшей конструкции когерер заменяют так называемыми контактными детекторами, в которых два различных проводника, напр., графит и свинцовый блеск, соприкасаются на небольшой площади. Место соприкосновения этих двух проводников, вследствие не выясненного еще процесса, пропускает токи лишь одного направления и, следовательно, действует, как выпрямитель; выпрямленные электрические колебания в приемнике заряжают конденсатор, разряжающийся через включенный гальванометр. В то же время метод погасающих искр позволяет работать с очень быстро следующими одна за другой искрами, при этом маленькое пространство для погасания искр успевает после нагревания предшествующей искрой прийти в первоначальное состояние (остыть) за время, по истечении которого значительное пространство для перескакивания искр остается еще настолько электропроводным, что следующая искра становится слабой и потому неактивной. Работая с погасающими искрами, можно поэтому гальванометр в приемнике заменить телефоном, который настроен на известный тон, соответствующий темпу следования искр; при таком условии нет основания опасаться смешения звуков телеграфных знаков с шумом, вызываемым действием атмосферы.

Все описанные методы используют затухающие волны. Незатухающие волны представляются более выгодными в том отношении, что дают возможность значительно резче настраивать на резонанс приемник, и их предпочитают с тех пор, как для возбуждения их найден удобный способ, основанный на применении электронных трубок.

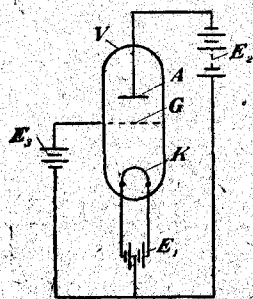


Рис. 427.

840. Электронная трубка (электронное рэзэ, Лангмьюр). Стекла́нная трубка  $V$  (Рис. 427) эвакуируется настолько хорошо, что остающиеся следы газа уже не играют роли для электрической проводимости.  $A$  — анод,  $K$  — нитевидный катод, нагреваемый до белого каления нагревной батареей  $E_1$ . Катод испускает отрицательные элементарные кванты электричества, или электроны (846), которые приобретают ускорение в электрическом поле

батареи  $E_2$  и образуют анодный ток от  $A$  к  $K$ , переносящий только отрицательное электричество. В трубке образуется вследствие этого отрицательный объемно-распределенный заряд, который, противодействуя выходу электронов из  $K$ , ослабляет ток. Сетка  $G$  из металли-

ческой проволоки, так называемая решетка, помещенная между  $A$  и  $K$ , увеличивает или уменьшает это противодействие, смотря по тому, сообщается ли ей отрицательный или положительный заряд, и в то же время для анодного тока играет роль вентиля (крана), который можно открыть больше или меньше, регулируя его потенциал батарей  $E_2$ <sup>1)</sup>.

Рис. 428 показывает зависимость между напряжением решетки и анодным током, так называемую характеристику трубки, которая оказывается различной в зависимости от устройства трубки; под напряжением решетки следует понимать при этом разность между потенциалом решетки и средним потенциалом катода. На этой характеристике основаны три различных применения электронной трубки. Мы различаем анодный круг  $AE_2KA$  и круг решетки  $GE_2KG$ ; ток в круге решетки называется током решетки<sup>2)</sup>.

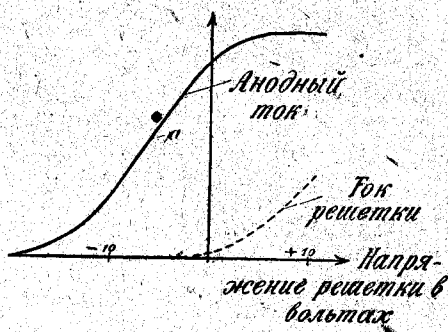


Рис. 428.

1. Электронная трубка, как усилитель. В месте крутого подъема характеристики (точка  $a$ ) маленькое изменение напряжения решетки вызывает большое изменение анодного тока. Следовательно, если батарею  $E_2$  заменить слабыми переменными напряжениями, то на постоянный анодный ток, поддерживаемый батареей  $E_2$ , наложатся сильные переменные токи. Применяя этот принцип к методу погасающих искр, удары тока, имеющие в приемнике одно и то же направление, при помощи индуктивной связи сообщают кругу решетки, а приемный телефон  $T$  вводят в анодный круг (Рис. 429)<sup>3)</sup>. При желании достигнуть усиливающего действия в области механических колебаний, пришлось бы бороться с инерцией весовых масс,—трудность, совершенно отпадающая в электронной трубке.

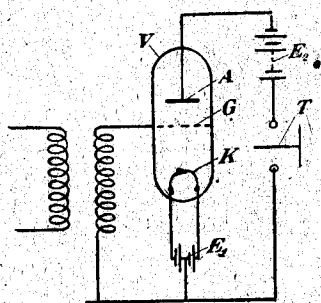


Рис. 429.

<sup>1)</sup> На практике  $K$ ,  $G$ ,  $A$  обыкновенно располагают концентрическими цилиндрами в названном порядке изнутри кнаружи. Предшественницей электронной трубки является трубка Либена (1906), действие которой зависит, однако, от содержания газа в трубке.

<sup>2)</sup> На рис. 428 он изображен пунктиром.

<sup>3)</sup> Две спиральные обмотки на этом и на следующем рисунке изображают схематически трансформаторы из двух вставленных один в другой соленоидов (ср. рис. 414—416).



2. Электронная трубка, как детектор (аудион). Кругу решетки, содержащему конденсатор  $C$  (Рис. 430), индуктивно сообщаются приходящие издалека затухающие ряды волн отправителя, работающего погасающими искрами. В трубке, свободной от газа, имеет преимущество направление тока от решетки к накаленной нити, следовательно, происходит выпрямление поступающих токов, при чем

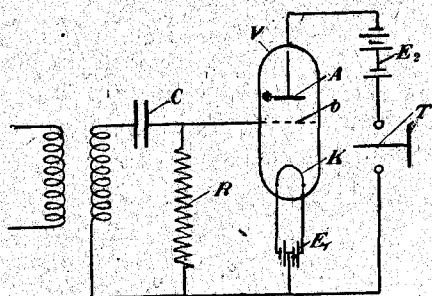


Рис. 430.

соединенная с решеткой обкладка конденсатора, равно как и самая решетка, получает отрицательный заряд, а потому анодный ток ослабляется. Когда ряд волн прерывается, конденсатор разряжается через сопротивление  $R$ , при чем анодный ток снова достигает своей прежней силы. Таким путем на анодный ток налагаются колебания тока с темпом следования искр; эти

колебания воспринимаются посредством телефона  $T$ , введенного в анодный круг.

Незатухающие волны при таком способе включения дали бы постоянный анодный ток, неощутимый при помощи телефона. В этом случае на поток поступающих волн налагают (способом, который здесь не место описывать) второй поток волн с немного отличной частотой, и телефон дает при этом, по п. 275, разностный ток (прием по способу биений, по Мейснеру).

3. Электронная трубка, как отправитель. Способ включения для этой цели показан на рис. 431. В анодный круг введен замкнутый колебательный круг (795<sup>а</sup>)  $L, C$ , конденсатор которого при соединении с батареей  $E_2$  зарядился бы, производя затухающие колебания<sup>1)</sup>. Однако, эти колебания усиливаются, если этот колеблющийся круг привести в индуктивную связь с кругом решетки посредством катушек  $L, L'$  (обратная связь). Именно, если в рассматриваемый момент колебания имеют направление стрелок 1, то обкладка  $a$  конденсатора  $C$  заряжается положительно. Переменное

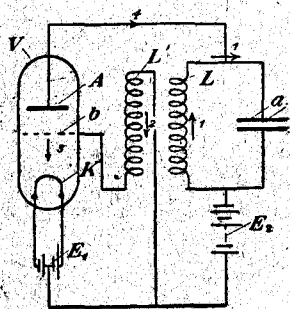


Рис. 431.

<sup>1)</sup> Подобно тому, как, согласно п. 795<sup>а</sup>, конденсатор разряжается, производя затухающие колебания.

напряжение, индуктированное в  $L'$ , по п. 787, отстает на  $90^\circ$  от тока в  $L'$ , вследствие чего благодаря изображенному на рисунке способу включения, возникает ток решетки<sup>1)</sup> в направлении 3. Этот последний делает решетку более отрицательной и вызывает вследствие этого в анодном круге ток в направлении 4, который также заряжает положительно обкладку  $a$ , т. е. усиливает колебание, вследствие чего опять-таки усиливается ток, индуктированный в  $L'$ , и т. д. Благодаря процессу, подобному тому, который происходит при пуске в ход динамомшины, первоначально слабое колебание в колеблющемся круге автоматически повышается до некоторого предела, заданного пределами тока и напряжения в анодном круге. Этот метод получения незатухающих волн имеет преимущества большего удобства, большего постоянства амплитуды и практически неограниченной области частот.

840<sup>a</sup>. Машина высокой частоты. Другой метод получения незатухающих волн основан на применении машин высокой частоты (811). В машине Гольдшмидта своеобразным искусственным приемом достигаются весьма высокие частоты, хотя число оборотов и не достигает чрезмерно больших значений. Этот метод применяется в особенности при телеграфировании через моря. Наибольшие трудности при достижении передачи на большие расстояния происходят от атмосферных помех.

Все-таки, благодаря применению новых методов, удается телеграфировать без проводов на расстояния свыше 10000 километров.

## Глава 21. Электрические конвекционные лучи, рентгеновские лучи, радиоактивность

841. Катодные лучи. Описанный в п. 753 опыт с гейслеровой трубкой (Рис. 432) и с аккумулятором высокого напряжения с числом элементов, доходящим до 1400, продолжают при еще меньших давлениях<sup>2)</sup>. Анод  $A$  (Рис. 432) представляет алюминиевую проволоку, катод  $K$  — металлический диск, установленный перпендикулярно к оси трубки; трубка  $R$  соединяет гейслерову трубку со ртутным воздушным насосом. Катод при этом окружается слоем голубого сияния, которое распространяется тем дальше по направлению к  $c$ , чем больше понижается давление.

<sup>1)</sup> Под током решетки и анодным током следует понимать здесь изменения тока, налагающиеся на постоянные, всегда текущие по направлению к катоду, токи.

<sup>2)</sup> Вместо аккумулятора высокого напряжения можно пользоваться также электрической машиной или индукционным аппаратом.

При давлении в 0,075<sup>1)</sup> милл. ртути можно ясно различить отдельные части отрицательного сияния. На катоде находится яркий слой желтого света; к нему примыкает сравнительно темное пространство (отрицательное или кружково темное пространство), которое оканчивается в светлом слое; у этого слоя начинаются голубые сияющие лучи, которые распространяются уже до *c*.

При давлении в 0,024 миллим. стекло при *c* фосфоресцирует ярким травянисто-зеленым светом; в то же время появляется пучек

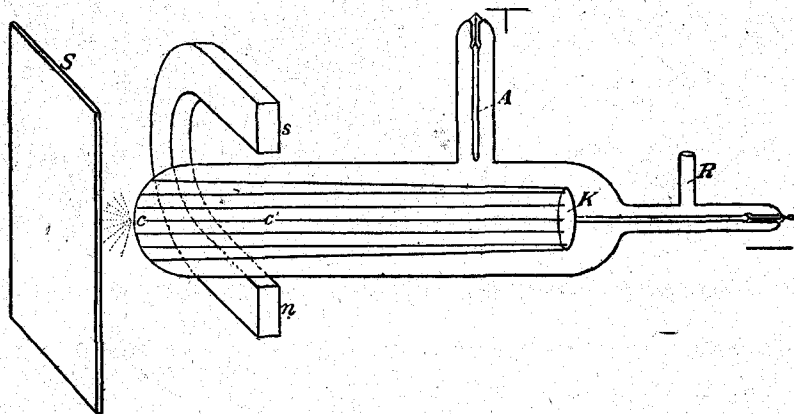


Рис. 432.

лучей, исходящий от катода. Эти, так называемые катодные лучи распространяются в весьма сильно разреженном газе до *c* и возбуждают там фосфоресценцию стекла<sup>2)</sup>. Они идут от катода по направлениям, перпендикулярным к его поверхности, и проходят в весьма сильно разреженном газе в сущности по прямолинейному направлению. Поэтому от поставленного на их пути задерживающего их экрана (напр., металлического экрана) на фосфоресцирующем стекле при *c* получается тень.

Катодные лучи производят также фотографическое действие и часто исследуются с помощью фотографических методов.

Если к трубке приблизить, как указано на рис. 432, подковообразный магнит *ns*, то зеленое пятно при *c* исчезает и появляется на передней стенке трубки при *c'*. Катодные лучи, следовательно, отклоняются в магнитном поле и притом так, как отклонился бы совпа-

<sup>1)</sup> Приводимые в п.п. 841 и 851 данные о давлении относятся к представленному на рис. 432 аппарату и вообще не имеют значения для иначе построенного прибора.

<sup>2)</sup> Более сильную „катодную люминисценцию“, чем стекло, обнаруживают некоторые другие тела, напр., виллемит (кремнецинковая руда).

дающий с их направлением проводник, по которому идет ток по направлению к катоду  $K$  (773).

Если пропустить лучи в изолированный металлический цилиндр<sup>1)</sup> через имеющееся в нем отверстие, то цилиндр приобретает отрицательный заряд; значит, лучи являются носителями отрицательных зарядов. Проходя через электрическое поле между двумя заряженными пластинками конденсатора, лучи эти отклоняются по направлению к положительной пластинке; при этом оказывается, что ионизируя газ, через который они проходят, они вызывают частичное разряжение конденсатора. Для ослабления этого вредного действия опыт производится в газе, доведенном до возможно большей степени разрежения.

842. Теория. Эти факты привели к допущению, что в катодных лучах движутся отрицательно заряженные частички, которые мы будем называть электронами (ср. п. 846). Таким допущением прямо объясняются электрические свойства этих лучей. Движение частички через однородное электрическое силовое поле вполне соответствует движению снаряда в поле силы тяжести (91). При этом вместо  $g$  мы должны взять величину  $\frac{\mathcal{E}\varepsilon}{\mu}$ , где  $\mathcal{E}$  — напряжение электрического поля,  $\varepsilon$  — заряд, а  $\mu$  — масса электрона. Если электрон вступает в поле со скоростью  $u$  по направлению, перпендикулярному к силовым линиям; то в  $t$  секунд по первоначальному направлению своего движения он пройдет путь  $x = u \cdot t$ , а по направлению силовых линий путь

$$s = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}\varepsilon t^2}{\mu},$$

откуда

$$\frac{\varepsilon}{\mu u^2} = \frac{2s}{\mathcal{E} \cdot x^2}. \quad (146)$$

Отношение лучей к магнитным силам соответствует явлениям, происходящим в опыте Роуленда, описанном в п. 738. Если в луче на 1 сант. приходится  $n$  электронов, то сила тока в луче, т. е. заряд, проходящий через его поперечное сечение в секунду (669), равен  $u \cdot n \cdot \varepsilon$ . Электромагнитная сила, если лучи движутся перпендикулярно к направлению магнитной силы, по п. 773, равна на 1 сант.  $\mathcal{H} n u \varepsilon$ , а следова-

<sup>1)</sup> Этот цилиндр полезно вставить в другой металлический цилиндр, соединенный с землей, чтобы таким образом устранить электрическое действие наружной стенки на первый цилиндр.

тельно, для одного электрона равна  $\mathfrak{H} u \varepsilon^1$ ). Согласно п. 773, эта сила направлена перпендикулярно к магнитной силе, сверх того она перпендикулярна к лучу; поэтому она не производит тангенциального, а только одно центростремительное ускорение; таким образом, обозначив через  $r$  радиус кривизны пути, согласно п. 99, получаем

$$\frac{\mu u^2}{r} = \mathfrak{H} u \varepsilon,$$

или

$$\frac{\varepsilon}{\mu u} = \frac{1}{\mathfrak{H} r}. \quad (147)$$

Так как магнитное поле не изменяет скорости  $u$ , то радиус кривизны пути  $r$  в однородном магнитном поле (641) будет во всех точках пути одинаковой величины, и, следовательно, путь этот представляет круг. Это  $r$  тем больше, а кривизна пути тем меньше, и луч тем более „несгибаем“, жесток, чем больше его скорость.

Допускают, что электроны выходят из катода, освобождаясь благодаря попадающим на него положительным газовым ионам; при этом опыты подтвердили допущение, что электрон начинает свое движение у катода без начальной скорости, и приобретаемая им кинетическая энергия обуславливается практически лишь проходившим им электрическим силовым полем (полем, сообщаящим ускорение). После того как электрон пройдет через это ускоряющее поле с напряжением  $V$  между конечными точками его пути, над ним будет совершена работа  $\varepsilon V$  (621), а потому, по п. 88,

$$\frac{1}{2} \mu u^2 = \varepsilon V,$$

или

$$\frac{\varepsilon}{\mu u^2} = \frac{1}{2V}. \quad (148)$$

Если лучи достигли точки, начиная от которой потенциал остается постоянным, то скорость их уже не изменяется. Если поле, сообщаящее ускорение, усиливается, напр.: при низком давлении вследствие дальнейшего уменьшения последнего, то получаются лучи, обладающие большей скоростью, по отношению к магнитным силам более несгибаемые. Если, с другой стороны, посредством применения катода Венельта

<sup>1)</sup> Если лучи образуют с магнитной силой угол  $\omega$ , то, по п. 776, электромагнитная сила будет меньше в отношении  $\sin \omega : 1$ ; следовательно, она равна 0, если луч идет по направлению магнитных силовых линий.

(753) сделать малым катодное падение и вместе с ним понизить напряжение, вызывающее ускорение, то получаются очень медленно движущиеся (мягкие) катодные лучи, путь которых от действия магнитного поля умеренной напряженности изгибается до замыкания в небольшой круг.

При постоянстве поля, сообщающего ускорение, чего можно, напр., достигнуть применением электрической машины, получаются однородные катодные лучи, т. е. лучи с постоянной скоростью. Пропущенные через диафрагму, они вызывают на способном светиться экране яркое пятно, которое в магнитном поле отклоняется, но не расширяется. Если, как это обыкновенно бывает при применении индукционного аппарата, лучи возникают при переменном ускоряющем поле, то получаются последовательно лучи с различной скоростью, а следовательно, и с различной отклоняемостью магнитными силами; образуемое такими лучами яркое пятно в магнитном поле расширяется в „магнитный спектр“.

843. Определение удельного заряда  $\frac{e}{\mu}$ . В уравнении (147) имеем  $\frac{e}{\mu u}$ , а в уравнениях (146) и (148)  $\frac{e}{\mu u^2}$ , при чем и то и другое выражено через величины, допускающие определение экспериментальным путем. Комбинируя опыты над магнитным отклонением (147) с опытами над электрическим отклонением (146) или над сообщающим ускорение напряжением  $V$  (148), получают, следовательно, два уравнения, из которых можно определить как  $\frac{e}{\mu}$ , так называемый удельный заряд, так и  $u$ . Для катодных лучей, скорость которых мала по сравнению со скоростью света, найдено, что  $\frac{e}{\mu}$  равно  $1,77 \cdot 10^7$  е. м. Для электролитического иона водорода, по п. 710, удельный заряд  $\frac{e'}{\mu'} = \frac{9650}{1,008} = 9573$ , для других электролитических ионов он еще меньше. По п. 710,  $e'$  равно элементарному количеству электричества  $e$ ,  $\mu'$  равно массе  $m_H$  водородного атома. Заряд отрицательного газового иона, по п. 750, также равен  $e$ ; на этом основании можно принять с большой вероятностью, что и заряд  $e$  частички катодного луча точно так же равен  $e$ . Вместе с тем  $\frac{\mu}{m_H} = \frac{9573}{1,77 \cdot 10^7}$ , т. е. масса  $\mu$  электрона составляет  $\frac{1}{1849}$  массы водородного атома. Носители зарядов в катодных лучах представляют, следовательно, гораздо меньшие частички массы, чем химические атомы (Вихерт, Дж. Дж. Томсон).

Из уравнения (148) имеем

$$u = \sqrt{2V \frac{\varepsilon}{\mu}}$$

Если напряжение, сообщающее ускорение, равно  $V'$  вольт, то  $V = V' \cdot 10^8$ ; если вместо  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  подставим его величину  $1,77 \cdot 10^7$  и если скорость света  $3 \cdot 10^{10}$  сант. обозначим через  $c$ , то получим

$$u = 0,00198 \cdot c \cdot \sqrt{V'}, \quad (149)$$

или, круглым числом,  $u = 0,002 \cdot c \cdot \sqrt{V'}$ .

Можно, следовательно, скорость характеризовать напряжением, сообщающим ускорение. „Лучи в 10000 вольт напряжения“ (т. е. при  $V' = 10000$ ) имеют скорость, равную  $\frac{1}{5}$  скорости света.

844. Возбуждение катодных лучей в вакууме. По методу, изложенному в п. 841, катодные лучи, образующие замыкающую часть электрического тока проводимости, не могут быть получены в вакууме наивысших степеней, где самые сильные напряжения не вызывают электрических разрядов. Однако, если осветить металл ультрафиолетовыми лучами (Галльвакс, п. 628) или же нагреть до каления (Ричардсон, Лангмьюр), то он испускает электроны малой скорости, образующие очень медленные катодные лучи, скорость которых можно увеличить способом, описанным в п. 842, т. е. вводя их в ускоряющее поле. Второй из упомянутых методов, при котором число выпущенных электронов растет с температурой, применяется в трубке Кулиджа (851).

845. Согласно дальнейшему развитию гипотезы квантов (Эйнштейн), абсорбция лучей частоты  $\nu$  всегда происходит количествами  $h \cdot \nu$ , независимо от собственной частоты колебаний абсорбирующего тела (ср. п. 386<sup>a</sup>). Чтобы применить эту теорию к фотоэлектрическому возбуждению катодных лучей, заметим, что благодаря испусканию отрицательных электронов металл, помещенный в отведенную к земле оболочку, воспринимающую эти электроны, получает положительный потенциал, который, как оказывается, нарастает до известной предельной величины  $V$ . Последняя определяется теоретически на основании следующего рассуждения: абсорбированный квант должен сообщить электрону кинетическую энергию, благодаря которой он может достичь отведенной к земле оболочки, т. е. совершить работу, равную  $V \cdot e$ ; кроме того, необходима еще известная работа  $P$ , чтобы извлечь электрон из металла. Следовательно, положительный потенциал  $V$  может

дорости лишь до такой величины, при которой  $h \cdot \nu = V \cdot e + P = \frac{1}{2} m u^2 + P$ ; если бы он стал больше, то электроны не могли бы уже достичь отведенной к земле оболочки. Итак, написанное уравнение определяет предельное значение  $V$  положительного потенциала, а также начальную скорость  $u$  вылетающих из металла электронов; оно показывает, что эта скорость возрастает с частотою  $\nu$ . Лучи Рентгена, частота колебаний которых приблизительно в 2000 раз превышает частоту колебаний ультрафиолетовых лучей, имеющих длину волны  $0,2 \mu$  (852), должны, следовательно, сообщать электронам весьма большие начальные скорости. И действительно, посредством освещения металла рентгеновыми лучами получаются без применения ускоряющего поля катодные лучи, скорость которых достигает  $\frac{1}{3}$  скорости света.

Гипотеза квантов в таком распространенном виде объясняет сильное действие излучения с короткой длиной волны при многих процессах, напр., при фотохимических, большой величиной кванта  $h \cdot \nu$  у таких лучей<sup>1)</sup>.

846.  $\beta$ -лучи радия, электромагнитная масса, электроны.  $\beta$ -лучи радия представляют комплекс катодных лучей с различными весьма большими скоростями, благодаря которым они могут на большие расстояния проникать в обыкновенный (не разреженный) воздух (848). Подвергнутый их действию электроскоп, заряженный положительно или отрицательно, разряжается вследствие ионизации, вызываемой ими в воздухе, испытавшем их действие. Комбинируя опыты с магнитным и электрическим отклонением (843), Кауфманн нашел, что скорости этих лучей равняются приблизительно от половины до целой скорости света, но что  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  для самых быстрых  $\beta$ -лучей гораздо меньше, чем для

1) Вывод формулы излучения Плаяка (594) из теории квантов, который здесь не место излагать, приводит к заключению, что  $\frac{h\nu}{\frac{1}{2} m u^2} = \frac{2c}{3\lambda T}$ , где  $c = 14300$ , если  $\lambda$  выражено в микронах (594а). Величина  $\frac{1}{2} m u^2$ , т. е. средняя кинетическая энергия молекулы одноатомного газа, становится, следовательно, равной  $h \cdot \nu$  при абсолютной температуре  $T = \frac{2c}{3\lambda}$ ; таким образом, — если допустить постоянство молекулярной теплоемкости, — газ получил бы повышение температуры на  $T^\circ$ , если бы каждой молекуле его был сообщен квант  $h \cdot \nu$ . Для  $\lambda = 0,2 \mu$  получается  $T = \frac{2 \cdot 14300}{3 \cdot 0,2} = 48000^\circ$ . С получением такого кванта каждая молекула приходит, следовательно, в чрезвычайно быстрое движение. В абсолютных единицах (эрг. секунда)  $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$ .



самых медленных или для катодных лучей гейслеровой трубки. Так как  $\epsilon$  всегда принимается равным элементарному количеству электричества  $e$ , то оказывается, следовательно, что масса  $\mu$  возрастает вместе со скоростью, если последняя делается сравнимой со скоростью света; это представление чуждо ньютоновской механике (71).

Приведенный в движение электрический заряд электрона возбуждает вокруг себя электромагнитное силовое поле. Это перемещающееся вместе с электроном поле изменяется, если скорость частички изменяется по направлению или по величине; с своей стороны, указанное поле оказывает тормозящее противодействие такому изменению скорости (ср. п.п. 784 и 787). Это „электромагнитное сопротивление инерции“ для скоростей, малых по сравнению со скоростью света, совершенно соответствует сопротивлению инерции ньютоновской массы. Для более значительных скоростей оно возрастает вместе с ними и кроме того имеет различную величину для тангенциального и для центростремительного ускорения (А б р а г а м). Проще всего допустить, что все сопротивление инерции электрона обуславливается электромагнитными силами. Согласно этому допущению, электрон есть отделившийся от весомой массы отрицательный электрический заряд, равный элементарному количеству электричества. Здесь мы пришли к чрезвычайно важному для физики выводу.

847. Удельный заряд электрона и явление Зеемана. Воздействием магнитного поля на движения электронов обуславливается также, по Лоренцу, явление Зеемана (772), простейшая форма которого объясняется следующим образом. На основании электромагнитной теории света (825) следует принять, что свет возбуждается колебаниями электрических зарядов, в частности, свет, в котором проявляется явление Зеемана, возбуждается колебаниями электронов. Если на электрон действует направляющая сила  $D$  (97), то он может совершать прямолинейные колебания в каком-либо направлении с частотою

$$n_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{\mu}}. \quad (15^b)$$

Если же появляется приводящее обстоятельство в форме магнитного поля  $\mathfrak{H}$ , то, во 1-х, прямолинейные колебания становятся возможными только в направлении  $\mathfrak{H}$ , потому что только на такие колебания не влияет магнитное поле (842, выноска). Кроме того, во 2-х, возможны круговые колебания около центра притяжения, создающего силу  $D$ ; такие колебания могут происходить в плоскостях, перпендикулярных магнитной силе, так как в этом случае электромагнитная сила, по п. 842,

направлена по радиусам и действует либо в ту же сторону, что и направляющая сила  $D$ , либо в сторону противоположную, в зависимости от того, в какую сторону происходит движение по кругу. При этом, согласно п. 101,  $\mu w^2 r = Dr \pm \mathfrak{H} wr \epsilon$ , если  $w$  обозначает угловую скорость в движении по кругу радиуса  $r$ . Пусть  $n$  будет частота в круговом движении; тогда  $2\pi n = w$ . Подставляя это в предыдущее уравнение и принимая во внимание (15<sup>b</sup>), получаем

$$4\pi^2 n^2 = 4\pi^2 n_0^2 \pm \mathfrak{H} \cdot 2\pi n \cdot \frac{\epsilon}{\mu},$$

или, так как в незначительном по числовой величине члене, содержащем  $\mathfrak{H}$ ,  $n$  может быть заменено через  $n_0$ ,

$$n^2 = n_0^2 \pm \frac{\mathfrak{H} \epsilon n_0}{2\pi \mu},$$

или, наконец, опять-таки вследствие малости второго члена,

$$n = n_0 \left( 1 \pm \frac{\mathfrak{H} \epsilon}{4\pi \mu n_0} \right).$$

Все колебания, возможные в магнитном поле, могут быть разложены на упомянутые выше колебания 1-го и 2-го рода.

Из волновых движений, совпадающих по направлению с магнитными силовыми линиями, становятся заметными только оба круговых движения, упомянутые выше под 2-м: они проявляются, как лучи, имеющие правую и левую круговую поляризацию. Прямолинейное же колебание 1-ое, в виду того, что оно направлено продольно, на основании п. 529, оказывается незаметным (в результате получается дублет). Напротив, в волновом движении, распространяющемся перпендикулярно к силовым линиям, доступны восприятию и поперечно направленные слагающие обоих круговых колебаний и колебание 1-ое, в данном случае направленное поперечно (получается триплет).

Если в последнее уравнение вместо частоты  $n$  ввести длину волны  $\lambda = \frac{c}{n}$ , то легко получается соотношение  $\lambda = \lambda_0 \left( 1 \mp \frac{\mathfrak{H} \epsilon \lambda_0}{4\pi \mu c} \right)$ , откуда изменение длины волны  $\Delta \lambda = \frac{\mathfrak{H} \epsilon \lambda_0^2}{4\pi \mu c}$ . По  $\Delta \lambda$  можно вычислить удельный заряд  $\frac{\epsilon}{\mu}$ . Лишь в нескольких случаях (напр., у линий гелия и ртути, в слабых магнитных полях) получается для этой величины значение, совпадающее с выведенным на основании свойств катодных лучей

(843), и только в этих случаях, следовательно, справедлива приведенная теория.

Если колеблющиеся частички действительно представляют отрицательные электроны, то длина волны право-поляризованного по кругу луча должна быть больше, чем лево-поляризованного, потому что в первом электромагнитная сила действует противоположно направляющей силе  $D$ . В большинстве случаев это подтверждается опытом.

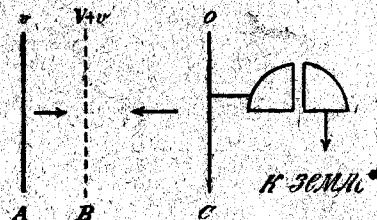
848. Поглощение катодных лучей. В 1892 году Герц нашел, что тонкие металлические листочки отчасти пропускают катодные лучи. В 1894 году Ленару удалось вывести эти лучи из гейсслеровой трубки наружу; для этого он проделанное в стеклянной стенке гейсслеровой трубки отверстие закрывал непроницаемой для воздуха алюминиевой фольгой, и через образовавшееся таким образом окошко катодные лучи выходили из трубки. Благодаря этому, он мог экспериментировать с катодными лучами, как со световыми лучами, а именно, мог варьировать условия распространения катодных лучей снаружи трубки независимо от условий их возникновения в гейсслеровой трубке. Поглощаемость лучей, как оказалось, зависит от их скоростей; с уменьшением скорости она значительно увеличивается.

Далее, для исследованных Ленаром быстрых лучей, скорость которых составляла приблизительно  $\frac{1}{3}$  скорости света, поглощение газами и другими телами в первом приближении оказалось зависящим только от удельного веса поглощающего вещества: именно, оно оказалось одним и тем же для двух веществ при прохождении в них катодными лучами расстояний, относящихся обратно пропорционально удельным весам. Закон этот, как впоследствии было найдено Ленаром, даже приблизительно не оправдывается для медленных катодных лучей.

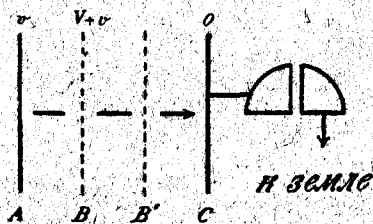
Лейтгейзер показал (1903 г.), что однородные катодные лучи после прохождения через металлический листок дают магнитный спектр (842), в котором скорости лучей меньше, чем скорость падающих на листок лучей; чем меньше скорость этих последних, тем шире спектр. Из этих опытов следует, во-первых, что при прохождении катодных лучей через металлический листочек происходит потеря скорости и, во-вторых, что эта потеря для различных электронов имеет различную величину, исчисляемую на основании теории вероятностей.

848<sup>a</sup>. Взаимодействия между катодными лучами и газовыми молекулами, потенциал излучения, потенциал ионизации. Если электроны, достигнув известного потенциала  $V_m$ , так называемые напряжения ионизации, попадают на газовую молекулу, то они ее ионизируют.  $V_m$  может быть

определено по способу Ленара, схематически изображенному на рис. 432<sup>а</sup>. Источником электронов ( $A$ ) является освещаемый ультрафиолетовыми лучами или накаливаемый металл (844),  $B$  — проволочная сетка,  $C$  — пластинка, соединенная с электрометром.  $A$  сообщают положительный потенциал  $v$ ,  $B$  — более высокий потенциал  $V+v$ . Электроны, покидающие  $A$  без заметной скорости, в ускоряющем поле между  $A$  и  $B$  достигают потенциала  $V$ , но в следующем противоположно направленном поле, в виду того, что его напряжение  $V+v$  больше, чем ускоряющее напряжение  $V$ , не могут достичь пластинки  $C$ <sup>1)</sup>, и электрометр остается незаряженным. Если, оставляя постоянным  $v$ , производить повышение  $V$ , то, как только  $V$  достигнет потенциала ионизации  $V_m$ , электрометр должен начать обнаруживать положительный заряд, потому что тогда образующиеся между  $B$  и  $C$  положительные ионы направляются полем к пластинке  $C$ . Франк и Герц нашли этим методом для паров ртути  $V_m = 4,9$  вольта. Однако, теория Бора (860) наводит на предположение о другого рода возможности: положительный заряд  $C$  может произойти не от ионизации, а от того, что молекулы ртути побуждаются к испусканию ультрафиолетовых лучей. И действительно, при

Рис. 432<sup>а</sup>.

воздействии таких лучей пластинка  $C$  стала бы испускать электроны и потому зарядилась бы положительно (845). Чтобы решить этот вопрос, по предложению Дэвиса (Davis) и Гаучера (Goucher), между  $B$  и  $C$  помещают вторую проволочную сетку  $B'$  (Рис. 432<sup>б</sup>), между  $B'$  и  $C$  налагают напряжение, которое действует

Рис. 432<sup>б</sup>.

на электроны попеременно в направлениях  $a$  и  $b$ , но по абсолютной величине всегда берется меньше, чем напряжение между  $B$  и  $B'$ . Если между  $B$  и  $B'$ <sup>2)</sup> имеет место ионизация, то при обоих направлениях поля  $a$  и  $b$ ,  $C$  получает положительный заряд. Если же благодаря ударам ионов между  $B$  и  $B'$  возникают ультрафиолетовые лучи, то в случае направления поля  $a$  фотоэлектроны, правда, не могут выходить из  $C$ , но зато они могут выходить из проволочной

<sup>1)</sup> Стрелки на рисунке указывают направление силы, действующей в поле на (отрицательные) электроны.  
<sup>2)</sup> Стрелка на рисунке 432<sup>б</sup> обозначает направление  $a$ .

сетки  $B'$ , которая также попадает под действие этих лучей, и электрометр получает отрицательный заряд. Наоборот, в случае направления поля  $b$  фотоэлектроны могут исходить не из  $B'$ , а из  $C$ , вследствие чего электрометр заряжается положительно. Опыт показал, что под действием потенциала в 4,9 вольта электроны не ионизируют паров ртути, но возбуждают испускание ультрафиолетовых лучей; говорят, что 4,9 вольта составляют потенциал лучеиспускания, или резонансный потенциал ртути. Если в случае  $a$  ускоряющее поле  $AB$  еще более усилить, то по достижении напряжения ионизации отрицательный заряд электрометра резким подъемом изменяется в положительный. Таким путем было определено напряжение ионизации ртути, которое оказалось равным 10,3 вольта. При этих опытах давление ртутного пара должно быть выбрано столь малым (приблизительно 0,01 мм. ртути), чтобы электроны могли пробегать ускоряющее поле  $AB$  без столкновений с ртутными молекулами, потому что при таком столкновении электроны потеряли бы потенциал 4,9 вольта и не могли бы достигнуть потенциала 10,3 вольта.

По опытам Франка и Герца, столкновения электронов с молекулами благородных газов и металлических паров происходят вполне упруго, т. е. без потери кинетической энергии (213), пока потенциал электронов еще не достиг потенциала лучеиспускания и ионизации. А так как масса электрона весьма мала по сравнению с массой молекул этих газов (843), то, по п. 213, возрастание кинетической энергии электронов в ускоряющих полях не зависит от столкновений с молекулами этих газов. Этим объясняется, что в благородных газах даже при давлении в несколько атмосфер начинают появляться „самостоятельные“ разряды (751), например, в форме вольтовой дуги, при сравнительно весьма небольших напряжениях. В других газах, как, например, в водороде и почти в той же степени в кислороде, упомянутые столкновения отнюдь не совершенно упруги; небольшая примесь кислорода отнимает указанное свойство у благородных газов, потому что примешиваются неупругие столкновения.

849. Положительные лучи, каналовые лучи, явление Штарка, анодные лучи. Гольдштейн нашел (1886) что через отверстие, или канал, сделанный в катодe, позади него, по направлению, противоположному катодным лучам, распространяются светящиеся лучи, названные им каналовыми лучами; они светят желтоватым светом. Влияния на эти лучи магнитного поля Гольдштейн не мог констатировать; это удалось В. Вину (1898), при чем отклонение у каналовых лучей оказалось гораздо меньше, чем у катодных, и кроме того,

оно происходит в направлении, противоположном отклонению этих последних. Следовательно, каналовые лучи представляют положительные лучи, что подтверждается и отношением их к электрическому полю. При спектральном анализе света каналовых лучей Штарк нашел смещение спектральных линий, соответствующее принципу Доплера (594<sup>a</sup>); смещение это происходило в противоположных направлениях, смотря по тому, распространялся ли свет по направлению движения луча, или же по направлению, противоположному этому движению, т. е. смотря по тому, рассматривался ли луч спереди или сзади. Этот опыт важен между прочим потому, что показывает, что свет смещенных спектральных линий испускается движущимися частицами, а не неподвижным остатком газа, подвергшегося действию лучей. Из смещения можно, по п. 594<sup>a</sup>, вычислить скорость лучей. При дальнейших изысканиях Штарку удалось создать в газе, светящемся под действием каналовых лучей, сильные электрические поля, доходившие до 50000 вольт на сантиметр. Он открыл, что некоторые спектральные линии расщепляются электрическим полем: напр., линии  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  водорода для наблюдателя, смотрящего перпендикулярно к полю, расщепляются на 5 компонентов, при чем в трех внутренних колебания происходят перпендикулярно, а в двух крайних — параллельно электрическому полю. Электрическое расщепление (явление Штарка) пропорционально напряжению электрического поля и — в противоположность явлению Зеемана (847) — может быть объяснено только при помощи гипотезы квантов; дело в том, что оно связано с количеством действия  $h$  (386<sup>a</sup>).

Метод определения  $\frac{e}{m}$ , изложенный в п. 843, может быть применен и к каналовым лучам; в последнее время он сильно усовершенствован Астоном (854<sup>a</sup>).

Открытые Герке и Рейхенгеймом анодные лучи наиболее удобно получают в гейслеровых трубках, доведенных до высокой степени разрежения, с помощью анода из иодистого соединения какого-либо из щелочных или щелочно-земельных металлов. Лучи эти представляют цветные светящиеся лучи, исходящие из анода; испускаемый ими свет дает спектральные линии соответствующего металла. В магнитном и электрическом поле и эти лучи оказываются положительными; носители зарядов в них приобретают свою скорость, подобно катодным лучам, от действия сообщающего ускорение электрического поля, через которое эти носители зарядов проходят и которое особенно значительно у анода в присутствии паров иода. Поэтому присутствие этого

вещества содействует возникновению быстрых, далеко заходящих анодных лучей. Удельный заряд  $\frac{e}{\mu}$ , определенный по способу, изложенному в п. 843<sup>1)</sup>, как оказывается, имеет здесь ту же самую величину, что и для электролитических ионов того металла, при посредстве которого получены анодные лучи; следовательно, частички анодных лучей представляют электролитические металлические ионы. Такую величину имеет  $\frac{e}{\mu}$  для всех положительных лучей. Согласно электрической теории материи (п.п. 858 и след.), все тела содержат электроны, и процесс электризования сводится к выделению одного или нескольких электронов; при этом после такого выделения оставшийся атом оказывается заряженным положительно. Выделившийся отрицательный электрон может притягивать весомые молекулы и образовать с ними систему; это мы имеем, быть может, в газовых ионах; чем меньше давление газа, тем более свободными становятся, повидимому, электроны от таких наложений.

По этим воззрениям, высокая подвижность отрицательных газов в чистом азоте и чистом аргоне (749) происходит оттого, что электроны в этих газах остаются свободными от наложений; однако, небольшая примесь кислорода налагается на электроны и понижает их подвижность до нормальной величины.

Незначительная отклоняемость положительных лучей магнитными силами обуславливается большой массой их частичек.

850.  $\alpha$ -лучи радия можно отделить от  $\beta$ -лучей его, отводя последние в сторону при помощи магнита.  $\alpha$ -лучи вызывают свечение сернистого цинка и других веществ (597), производят почернение фотографической пластинки и действуют сильно ионизирующим образом на воздух. В магнитном поле, как показал Резерфорд, они слабо отклоняются и при этом обнаруживают свойства положительных лучей. Скорость и удельный заряд их определены Резерфордом из комбинации определений магнитного и электрического отклонения их, как указано в п. 843.  $\alpha$ -лучи обладают приблизительно в 50—100 раз большими скоростями, чем каналовые и анодные лучи, и потому отличаются меньшей поглощаемостью, чем те и другие лучи. Они проникают на заметные расстояния в обыкновенный воздух, производя на него при

<sup>1)</sup> Так как анодные лучи, подобно каналовым, обнаруживают явление Дюпелера, то можно также, исходя из принципа Дюпелера, определить скорость  $u$ , а затем по уравнениям (147) или (148) и  $\frac{e}{\mu}$ .

этом ионизирующее действие; скорость их от прохождения через воздух уменьшается (ср. п. 848). При этом после прохождения этими лучами некоторого пути, называемого пробегом лучей, почти сразу прекращается их ионизирующее и в то же время их фотографическое действие, а также возбуждение ими фосфоресценции.

Различные продукты разложения радия (854) испускают  $\alpha$ -лучи различной скорости, при чем более быстрые лучи обладают и большим пробегом; пробег пропорционален 3-ей степени скорости. Наибольшим пробегом обладают  $\alpha$ -лучи от радия C, именно, 7 см. в воздухе при 15° и атмосферном давлении; их начальная скорость, равна  $1,92 \cdot 10^9$  см. в секунду.

Удельный заряд  $\frac{e}{\mu}$  для  $\alpha$ -лучей, по определению Резерфорда, равен  $4,82 \cdot 10^8$ .

Если рассматривать под микроскопом вызванное действием  $\alpha$ -лучей свечение покрытого сернистым цинком экрана, то в разных местах замечается вспыхивание одной за другой множества точек (сцинтилляций, как назвал Крукс). Допустив, что каждая вспышка происходит от попадания одной  $\alpha$ -частички, можно сосчитать  $\alpha$ -частички, испускаемые препаратом в течение секунды; можно, кроме того, измерить переносимый этими частичками заряд и определить таким образом заряд одной  $\alpha$ -частички. По этому методу, впервые примененному Регенером<sup>1)</sup>, заряд  $e$  такой  $\alpha$ -частички был найден равным приблизительно удвоенному элементарному количеству электричества, или  $2e$ .

Следовательно, масса  $\alpha$ -частички  $\mu = \frac{2e}{4,82 \cdot 10^8}$ ; по п. 710, масса иона

водорода  $m_H = \frac{e}{9650}$ , а следовательно,  $\frac{\mu}{m_H} = \frac{2 \cdot 9650}{4,82 \cdot 10^8} = 4,00$ . Так как

атомный вес гелия в 4 раза больше, чем водорода, то с большой вероятностью можно отсюда заключить, что  $\alpha$ -частичка представляет атом гелия, заряженный двойным элементарным количеством электричества. Прямое доказательство этого удалось получить Резерфорду.

Он нагнетал эманацию радия (853), испускающую  $\alpha$ -лучи, в узкую стеклянную трубку, толщина стенки которой равнялась  $\frac{1}{100}$  миллиметра;

покрытый сернистым цинком экран, находившийся вне трубки, начал светиться на расстоянии от нее меньшем, чем 1 сантиметр; это доказывает, что  $\alpha$ -лучи проникали через стекло. Трубка была внесена в

<sup>1)</sup> Счет  $\alpha$ -частиц производился и ранее Резерфордом и Гейгером по другому методу.



замкнутое пространство, и из него был выкачан воздух. Через 6 дней в этом пространстве найдено было весьма небольшое количество газа, который, будучи достаточно сжат, при пропускании через него электрического разряда обнаружил свечение (753) и дал полный спектр гелия.

850<sup>a</sup>.  $\alpha$ -лучи в водороде, водородные  $\alpha$ -лучи. Пробег  $\alpha$ -лучей радиуса  $C$  в водороде при атмосферном давлении и комнатной температуре составляет приблизительно 26 см. Однако, Марсден, пропуская такие лучи через водород, обнаружил также лучи, имеющие значительно большую дальность полета, превышавшую 100 см. Это объясняется тем, что  $\alpha$ -частицы выбивают из молекул водорода  $H$ -атомы, которые и летят вперед в виде „ $H$ - $\alpha$ -частиц“ с большим пробегом. Действительно, пробег  $R'$  таких летящих через газ атомов зависит от их массы  $m'$ , заряда  $\epsilon'$  и скорости  $u'$ . Если обозначить соответствующие величины для атомов гелия, т. е. для обыкновенных  $\alpha$ -лучей, теми же буквами без значков, то теоретически получается

$$\frac{R'}{R} = \frac{m'}{m} \cdot \left(\frac{\epsilon}{\epsilon'}\right)^2 \cdot \left(\frac{u'}{u}\right)^3$$

Для  $H$ -атомов  $\frac{m'}{m} = \frac{1}{4}$ , и, если они заряжены одним элементарным количеством, то  $\left(\frac{\epsilon}{\epsilon'}\right)^2 = 4$ , так что  $\frac{R'}{R} = \left(\frac{u'}{u}\right)^3$ . Если допустить далее, что удар центральный и что соблюдаются законы удара упругих шаров, то из п. 213 (уравн. 39<sup>a</sup>) получается  $\frac{u'}{u} = 1,6$ ; отсюда  $\frac{R'}{R} = 4,1$ , и, так как  $R = 26$  см., то  $R'$  оказывается больше 100 см., как это и наблюдалось Марсденом. Из азота и других элементов Резерфорд выделил тем же способом частицы, имеющие еще больший пробег, чем  $H$ -атомы из водорода; однако, частички, выделенные из азота, обнаруживают удельный заряд  $H$ -атомов, и потому должны быть признаны за таковые; это весьма важный результат.

851. Рентгеновы лучи (X-лучи, Рентген, 1895). Продолжая описанный в п. 841 опыт при еще меньших давлениях, соединим электроды трубки с полюсами вторичного соленоида сильного индукционного аппарата таким образом, чтобы  $K$  служило катодом при обладающем высоким напряжением токе прерывания, который один только пригоден для этого опыта. Вследствие действия тока из стенок стеклянной трубки освобождаются газы, особенно соединения углерода. Для удаления этих газов стеклянная трубка в течение довольно продолжи-

тельного времени накаливается бунзеновской горелкой при непрерывном выкачивании газов из трубки.

Когда давление упадет немного ниже 0,02 миллиметра, устраняют всякий доступ света в комнату, завешивая трубку со всех сторон черным сукном так, что свет от нее совершенно не проникает в комнату. Против  $c$  (Рис. 432) устанавливают экран  $S$  из черного картона, покрытый с одной стороны слоем платиновосинеродистобариевой соли; при этом к  $c$ -экран обращен задней стороной, непокрытой таким слоем. Тогда на слое указанной соли замечается против  $c$  яркое пятно. Это пятно вызывается действием открытых в 1895 г. Рентгеном так называемых  $X$ -лучей, или рентгеновых лучей, которые возбуждаются катодными лучами при  $c$ , в том именно месте, где они падают на стеклянную стенку или на другое твердое тело. Стеклянные стенки трубки, непроницаемые для катодных лучей, пропускают сквозь себя некоторую часть рентгеновых лучей, которые, проходя также через черное сукно и непроницаемый для света черный картон, попадают на слой платиновосинеродистобариевой соли и вызывают в нем свечение. Рентгеновы лучи (изображенные на рис. 432 пунктиром) распространяются от  $c$  по всем направлениям; если же давление в трубке понижено до 0,0085 милл., то интенсивность этих лучей достаточно велика, чтобы заставить светиться весь экран, расположенный, как указано на рис. 432.

Прибор, приспособленный для получения интенсивных рентгеновых лучей, изображен на рис. 433.

Нарисованные сплошными чертами катодные лучи идут от имеющего форму вогнутого зеркала катода  $K$ , сделанного из мало распыляющегося при этом алюминия (753), и падают на маленькую часть так называемого антикатада  $A_1$ ; от этого места исходят нарисованные пунктиром рентгеновы лучи. Антикатод для уменьшения нагревания делается из толстой металлической пластинки и в том месте, где на него падают катодные лучи, покрывается слоем платины, которая испускает особенно интенсивные рентгеновы лучи. Антикатод  $A_1$  и соединенная с ним проводником пластинка  $A_2$  <sup>1)</sup> служат анодами.

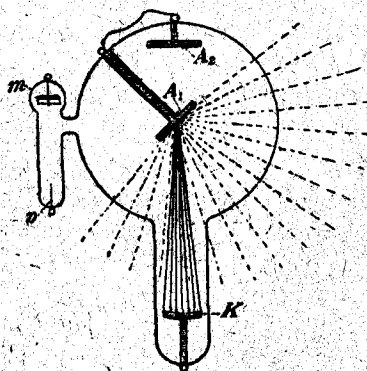


Рис. 433.

<sup>1)</sup> Без вспомогательного анода  $A_2$  можно бы обойтись при пользовании трубкой. Но если при выкачивании для лучшего разрежения через трубку пропускают разряды,

Такого рода приборы приводятся в действие индукционным аппаратом или электрической машиной.

Рентгеновы лучи также бывают разных родов, отличающихся друг от друга различной поглощаемостью. В комплексе лучей, получаемом от описанного прибора с помощью индукционного аппарата, тем более преобладают менее поглощаемые лучи, чем меньше давление газа и чем больше в силу этого делается разность потенциалов электродов при разряде (842). От употребления трубки давление газа в ней изменяется; если оно сделалось слишком мало, если как говорят, трубка стала слишком жесткой, то катодом временно делают металлическую пластинку  $m$  с наложенным на нее кружком из слюды; при этом освобождаются газы из слюды. Если же давление стало слишком велико, если трубка оказывается слишком мягкой, то в качестве катода временно пользуются платиновой проволокой  $p$ , при чем газ поглощается распыляющейся платиной <sup>1)</sup>.

Эти затруднения устранены в трубке К у л и д ж а, в которой электроны, в наивысшем вакууме, исходят из вольфрамового катода, нагретого до  $2100^{\circ}$  абс., и, пройдя ускоряющее поле, падают на антикатод из вольфрама. Скорость катодных лучей, а вместе с тем и качество рентгеновых лучей, регулируют с помощью ускоряющего поля, количество лучей — температурой катода (ср. п. 844).

Главные свойства рентгеновых лучей установлены самим Рентгеном. Эти лучи не преломляются, не поддаются действию ни магнитного ни электрического поля и не несут с собой электрических зарядов. Их практическое значение основано на том, что различные вещества при равной толщине слоя пропускают их в весьма различной мере, и при том способность различных веществ пропускать эти лучи вообще уменьшается с увеличением удельного веса. Если против задней, не покрытой слоем платиново-синеродистобариевой соли, стороны экрана  $S$ , способного светиться от действия X-лучей (Рис. 432), держать кожаный кошелек с лежащей в нем монетой, то рентгеновские лучи слабо поглощаются кожей и сильно монетой; поэтому на экране получается темный силуэт монеты.

Таким же путем могут быть сделаны видимыми засевшие в человеческом теле металлические предметы: пули, булавки и т. п.; далее, все части тела, достаточно отличающиеся по своей поглощательной способности от окружающих частей, например, кости, сильнее поглощают при высокой степени разрежения возникают направленные в ту и другую сторону токи, которые иногда превращают антикатод в катод и вследствие этого распыляют его. Поэтому в качестве анода в этом случае пользуются одним только  $A_2$ .

<sup>1)</sup> Приспособления для регулировки давления газа, бывают весьма разнообразны.

щающие лучи, чем мускулы; сердце также можно наблюдать на основании этого принципа. При этом светящийся экран обыкновенно заменяется фотографической пластинкой, которая чувствительна к действию рентгеновских лучей. Пластика обертывается непроницаемой для света бумажной оболочкой. Для усиления действия и сокращения времени экспозиции перед фотографической пластинкой помещают фольгу из вольфрамвокислого кальция так, чтобы чувствительный слой и фольга соприкасались. Лучи флуоресценции фольги, возбужденные рентгеновыми лучами, действуют на фотографическую пластинку значительно сильнее, чем просто рентгеновы лучи. Для получения силуэтов, в которых части с различным поглощением хорошо отличались бы друг от друга, рентгеновская трубка, как легко понять, не должна быть ни слишком жесткой ни слишком мягкой.

Испускаемые радиоактивными веществами  $\gamma$ -лучи, обладающие большой способностью проникать в тела, по своим свойствам сходны с рентгеновскими лучами и должны быть признаны особым видом последних.  $\gamma$ -лучи и рентгеновы лучи применяются в терапии для лечения злокачественных опухолей.

852. Интерференция и спектроскопия рентгеновых лучей. Давно уже установился взгляд на рентгеновы лучи и  $\gamma$ -лучи, как на волнообразно распространяющиеся электромагнитные возмущения, следовательно, как на образования, подобные световым лучам. Так как лучи эти, как показал Рентген, не преломляются, пришлось допустить, что длина волны их очень мала; как вытекает из теории, так именно и должно быть с лучами очень малой длины волны. Для прямого экспериментального доказательства этого допущения посредством опытов интерференции или диффракции рентгеновских лучей требуются структуры, подобные решеткам, линейные размеры которых сравнимы с длиной волны (549), а такие структуры, как теперь известно, не могут быть приготовлены искусственно. Например, для диффракционной решетки, по п. 553,  $\sin w = \frac{\lambda}{\gamma}$ ; наименьшее достижимое значение периода решетки  $\gamma$  составляет около  $10^{-4}$  сантиметра, длина же волны рентгеновых лучей, по новейшим определениям, имеет порядок величины  $10^{-8}$  см., откуда  $\sin w = 10^{-4}$  и  $w = 20''$ . Столь малые углы диффракции, однако, не могут наблюдаться, потому что с рентгеновыми лучами нельзя получить резких изображений щели.

Оказалось, однако, что кристаллы построены в виде слоев, расстояние между которыми имеет порядок величины диаметра молекулы; таким образом, кристаллы представляют решетчатые структуры

несравненно более тонкие, чем те, которые можно приготовить искусственно. И действительно, пропуская рентгеновы лучи через кристаллы, Лауэ со своими сотрудниками Фридрихом и Книппингом получил правильные интерференционные картины, которые он подверг измерению и использовал для вычисления длины волны. Впоследствии

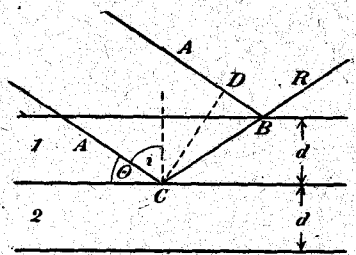


Рис. 434.

Брагг предложил еще лучший метод, основанный на отражении рентгеновых лучей от кристаллических поверхностей. На рис. 434 изображены два слоя молекул 1 и 2 с расстоянием  $d$ ; луч  $AB$  отражается на поверхности кристалла, луч  $AC$  отражается без преломления на границе между первым и вторым слоем молекул; оба луча после отражения идут по одному и тому же пути  $BC$  с разностью хода, равной  $BC - BD$ , потому что  $CD$ , перпендикуляр к  $AB$ , лежит на поверхности волны (531). Но  $BC = \frac{d}{\cos i}$ ,  $BD = BC \cos \widehat{CBD} = BC \cos (180 - 2i) = -BC \cos 2i$ ; следовательно, разность хода  $BC - BD = \frac{d}{\cos i} (1 + \cos 2i) = \frac{d}{\cos i} 2 \cos^2 i = 2d \cos i = 2d \sin \theta$ , где  $\theta = 90 - i$ . Такова же разность хода и между двумя лучами, отражающимися на границах двух следующих один за другим слоев молекул. Итак, если

$$2d \sin \theta = n\lambda,$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  то все лучи усиливают друг друга, и получаются максимумы отраженной интенсивности (538 и 541). Для опытов служит спектрометр (499), в котором коллиматор заменен рентгеновской трубкой со щелью, а зрительная труба — ионизационной камерой (747) или фотографической пластинкой. Рефлектор (отражающий кристалл) стоит на столике  $T$  (Рис. 242). Рис. 435 показывает интенсивность, полученную при таком опыте, при чем антикатод был сделан из платины, а рефлектором служила поверхность кубика каменной соли. Как оказывается, отражение существует до

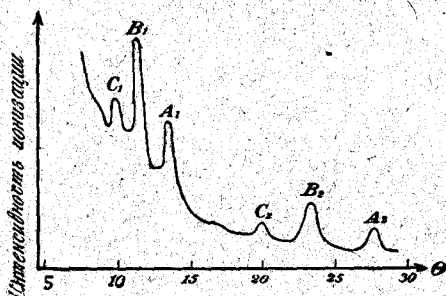


Рис. 435.

некоторой степени для всех углов  $\theta$ , однако некоторым углам  $\theta$  соответствуют максимумы отражения  $A_1, B_1, C_1$  ( $n=1$ ) и  $A_2, B_2, C_2$  ( $n=2$ ). Итак, рентгеновы лучи, идущие от антикатода, дают сплошной спектр, на который налагается линейчатый спектр.

Сплошной спектр возникает вследствие внезапного торможения электронов при ударе их об антикатод. Линейчатый спектр характеризует вещество антикатода; возбуждается он, подобно флуоресценции стекла и других тел, под действием катодных лучей и может быть вызван также падением рентгеновых лучей.

Для длины волны  $\lambda$  линии  $A$  справедливы равенства:

$$\lambda = 2d \sin \theta_{A_1}, \quad 2\lambda = 2d \sin \theta_{A_2},$$

так что должно удовлетворяться равенство

$$\sin \theta_{A_2} = 2 \sin \theta_{A_1};$$

на самом деле

$$\theta_{A_1} = 13^\circ,8, \quad \theta_{A_2} = 27^\circ,6.$$

Для определения длины волны должно быть известно расстояние слоев молекул  $d$ . На рис. 436 изображено строение каменной соли ( $NaCl$ ) по исследованиям Н. и Л. Брэгга.

Атомы  $Na$  и  $Cl$  лежат отдельно друг от друга в угловых точках элементарного куба с ребром  $d$ . Куб из каменной соли, с ребром равным 1 сант., содержит  $\left(\frac{1}{d}\right)^3$  элементарных кубиков и столько же угловых точек<sup>1)</sup>, следовательно,  $\left(\frac{1}{d}\right)^3$  атомов со средним атомным весом

$$\frac{23 + 35,5}{2} = 29,25 \text{ и со средней массой } \frac{29,25}{\mathcal{N}},$$

где  $\mathcal{N}$  — число Авогадро =  $6,09 \cdot 10^{23}$  (386). Так как удельный вес каменной соли равен 2,17, то

$$\left(\frac{1}{d}\right)^3 \cdot \frac{29,25}{6,09 \cdot 10^{23}} = 2,17,$$

или

$$d = \sqrt[3]{\frac{29,25}{2,17 \cdot 6,09 \cdot 10^{23}}} = 2,81 \cdot 10^{-8} \text{ сант.}$$

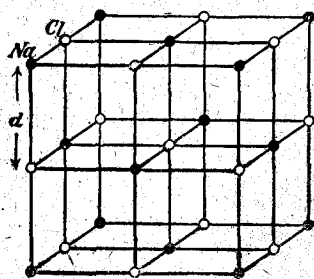


Рис. 436.

<sup>1)</sup> Хотя каждый куб имеет 8 углов, однако вершина каждого угла оказывается общей для 8 кубов.

Для максимума  $B_1$  (Рис. 435) было найдено  $\theta = 11,6^\circ$ , а потому длина волны, соответствующая  $B$ ,

$$\lambda_B = 2d \sin \theta_B = 2 \cdot 2,81 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 11,6^\circ = 1,13 \cdot 10^{-8} \text{ см.},$$

т. е. эта длина волны составляет  $\frac{1}{5210}$  длины волны желтой линии натрия ( $0,589\mu$ ).

Линейчатые рентгеновы спектры элементов были особенно подробно исследованы Мозелеем и Зигбаном. Они состоят из трех серий, обозначаемых буквами  $K$ ,  $L$  и  $M$ . Серия  $K$  состоит из 3 линий  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$  и  $K_\gamma$ . Двойная линия  $K_\alpha$  обладает наибольшей длиной волны, она самая мягкая и вместе с тем самая интенсивная из трех линий,  $K_\gamma$  — самая жесткая и самая слабая. Длины волн становятся короче по мере увеличения „порядкового числа“  $Z$  (атомного номера) элемента;  $Z$  приблизительно равно половине атомного веса. Значит, более высоким порядковым числам (в общем, более высоким атомным весам) соответствуют более жесткие лучи. Напр., для

	$Z$	Длина волны $K_\alpha$
Магния . . . .	12	$9,9 \cdot 10^{-8}$ сант.
Цинка . . . .	50	$0,49 \cdot 10^{-8}$ „

Серия  $L$  мягче, чем серия  $K$ , и распадается на несколько серий; можно различить 5 главных линий  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ ,  $L_\delta$ ,  $L_\epsilon$ , при чем  $L_\alpha$  самая мягкая и сильная, а  $L_\epsilon$  самая жесткая и слабая.

Наконец, серия  $M$  еще мягче, чем серия  $L$ . В этих сериях  $L$  и  $M$  возрастающим порядковым числам также соответствуют более жесткие линии.

Для Вольфрама ( $Z = 74$ )

$$K_\alpha = 0,209, L_\alpha = 1,472, M_1 = 7,01 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Наиболее жесткими рентгеновыми лучами оказываются  $\gamma$ -лучи (851), у которых Резерфорд наблюдал длины волн вплоть до  $0,04 \cdot 10^{-8}$  см.

Линейчатые спектры, исследованные Браггом, принадлежат к  $L$ -серии платины.

852<sup>a</sup>. Квантовое соотношение, относящееся к испусканию рентгеновых лучей. Если принять, в соответствии с п.п. 595<sup>a</sup> и 895, что и испускание рентгеновых лучей антикатодом происходит в количествах  $h \cdot \nu$ , и что это количество энергии появляется каждый раз от удара одного электрона, то придется прийти к заключению, что испускание рентгеновых лучей частоты  $\nu$  может начаться лишь тогда, когда потенциал возбу-

ждающих их катодных лучей достигнет значения, определяемого равенством  $Ve = h \cdot \nu$ . Это соотношение подтвердилось для сплошного спектра рентгеновых лучей и даже дало хороший метод для экспериментального определения  $h$ . Напротив, испускание линейчатых спектров начинается лишь при несколько более высоких потенциалах (ср. п. 860).

Спектры рентгеновых лучей обнаруживают значительно более простые закономерности, чем спектры излучений с большой длиной волны, и кроме того привели к чрезвычайно ценным выводам относительно строения кристаллов.

853. Радиоактивность. А. Беккерель открыл (1896), что соли урана и металлический уран имеют замечательное свойство: они непрерывно испускают лучи, действующие на фотографическую пластинку и делающие воздух проводником электричества. То же самое свойство было открыто и в соединениях тория. Более подробное исследование этого рода излучения стало возможно с тех пор, как супругам Кюри удалось из урановой смоляной руды получить препараты, испускающие во много тысяч раз более сильные беккерелевские лучи, чем уран. Действительным веществом в части этих так называемых радиоактивных препаратов оказался новый элемент, названный радием, принадлежащий, по видимому, к одной группе с химически близкими элементами *Mg, Ca, Sr, Ba*; атомный вес его, по определению Мэри и Кюри и Генигшмида, равен 226. Радиоактивность чистого хлористого радия почти в миллион раз больше, чем металлического урана. Лучи препарата радия состоят из  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей (п.п. 846, 850, 851).

Соли радия, а также некоторые другие радиоактивные вещества делают на известное время радиоактивными все находящиеся вблизи них вещества (Кюри); с особой силой это совершается в том случае, если эти тела наэлектризованы отрицательно (Резерфорд). Эта так называемая индуктированная радиоактивность исчезает с течением времени, если приобретшее ее тело вывести из сферы действия соли радия. Она происходит не от лучей радия, так как в замкнутом пространстве она появляется также на телах, на которые лучи не попадают. Скорее она происходит от особого выделяющегося из радия тела, названного Резерфордом эманацией; это тело обладает свойствами газа, например диффундирует в другой газ, следует закону давления газов и может сгущаться в жидкость (при  $-150^\circ$ ). Эманация получается, например, из водного раствора *R* соли радия, который помещается в часть *B* (Рис. 437) запаянного сосуда; воздух в свободной от раствора части *A* этого сосуда пропитывается тогда эманацией. При этом стеклянная стенка становится светящейся от действия  $\alpha$ -лучей,



исходящих от эманации. Часть *A* изображенного на рис. 437 сосуда, отделенная спустя несколько дней от *B* отпаиванием при  $\alpha$ , оказывается радиоактивной: она сообщает окружающему воздуху электропроводность. Однако, радиоактивность ее с течением времени уменьшается, при чем эманация мало-по-малу исчезает, а именно: через 3,81 дня радиоактивность падает до половины своей первоначальной величины, или, как говорят, время половинного распада для эманации равно 3,81 дням. Лучи, которые при этом опыте, проникая через



Рис. 437.

стекло, делают воздух проводником электричества, исходят однако не от эманации, но обуславливаются вызванной эманацией радиоактивностью стенок стеклянной трубки. Действительно, если удалить эманацию из *A* выкачиванием, радиоактивность *A* непосредственно после этого остается неизменной, из чего следует еще, что излучение эманации,  $\alpha$ -излучение, не проходит через стеклянные стенки. С течением времени индуцированная радиоактивность постепенно исчезает, но гораздо скорее, чем эманация, а именно: время половинного распада для нее составляет 28 минут. Эманация и индуцированная радиоактивность других радиоактивных веществ имеют другую, точно так же строго определенную продолжительность существования, и по последней их можно отличать друг от друга. Так, например, время половинного распада для эманации тория составляет 53 секунды, для индуцированной же ею радиоактивности оно равно 11 часам.

Эльстер и Гейтель нашли, что пахотная земля, а в еще большей степени ил горячих источников дают эманацию; индуцированная ею радиоактивность обнаруживает продолжительность существования, одинаковую с продолжительностью существования радиоактивности, вызванной радием; поэтому указанное свойство вещества почвы обуславливается присутствием в ней небольшого количества радия. Эманация почвы распространяется в окружающую атмосферу, и там ее присутствие может быть непосредственно обнаружено; ей обязан атмосферный воздух во всяком случае частью своей естественной электропроводности (751).

Количества радиоактивных веществ, о которых идет речь в этом и других случаях, неизмеримо малые с точки зрения химических методов, могут быть обнаружены и выражены в относительных мерах с помощью вызываемой ими ионизации воздуха; по времени же их половинного распада их можно качественно отличать друг от друга.

854. Радиоактивные превращения. Согласно взглядам Резерфорда и Содди, радиоактивное вещество подвержено непрерывному распаду, так что число распадающихся в секунду атомов пропорционально числу  $P$  существующих атомов, т. е. оно равно  $\lambda P$ , где  $\lambda$  — так называемая постоянная распада. До сих пор еще не удалось каким-либо способом, например, посредством повышения температуры, повлиять на скорость распада.

Некоторые атомы распадаются раньше, другие позже. Различные атомы имеют различную продолжительность существования, при чем средняя продолжительность существования оказывается равной  $\frac{1}{\lambda}$ ; она в 1,443 раза более, чем определенное, в п. 853 время половинного распада  $T$ . Продукт распада в свою очередь распадается со свойственным ему временем половинного распада, давая следующий продукт, и так далее; при этом каждый раз из одного атома предыдущего продукта получается один атом последующего. Распад большинства этих продуктов связан с испусканием особых родов лучей. Металл радий получается из урана после целого ряда промежуточных продуктов распада, из которых последний называется ионием.

В следующей таблице приведены продукты распада ряда радия.

Вещество	Время половинного распада	Излучение	Атомный вес
Радий	1750 лет	$\alpha, \beta$	226
Эманация радия	3,81 дня	$\alpha$	222
<i>Ra A</i>	3 минуты	$\alpha$	218
<i>Ra B</i>	26,8 "	$\beta$	214
<i>Ra C</i>	19,6 "	$\alpha, \beta, \gamma$	214
<i>Ra D</i>	16 лет	$\beta$	210
<i>Ra E</i>	5 дней	$\beta, \gamma$	210
<i>Ra F</i>	136 "	$\alpha$	210

Превращение металлического радия происходит так медленно, что количество его можно считать неизменным для довольно значительного времени; поэтому можно признать, что он дает в секунду постоянное количество эманации. Если препарат радия предоставить самому себе, то с течением времени должно наступить состояние равновесия, при котором наличное количество каждого продукта распада определяется тем, что в течение секунды его столько же обра-

зается, сколько распадается. Но соответствующее равновесию количество какого-либо продукта тем меньше, чем быстрее он распадается, и при этом можно показать, что, выраженные в числах атомов, эти количества пропорциональны своим временам половинного распада<sup>1)</sup>. Так, например, по вышеприведенной таблице, для одного грамма металлического радия соответствующее равновесию количество эманации равно  $\frac{1}{226} \cdot \frac{3,85}{1750 \cdot 365}$  грамм-атомов, откуда, допуская, что эманация одноатомный газ, объем эманации, приведенный к 0° и 76 сант. давления ртутного столба, по п. 386, будет равен  $\frac{1}{226} \cdot \frac{3,85 \cdot 22410}{1750 \cdot 365}$  куб. сант. = 0,598 куб. миллим.<sup>2)</sup> Резерфорд экспериментальным путем нашел 0,58—0,80 куб. миллиметров.

Вещества от радия *A* до радия *F* являются носителями индуцированной радиоактивности; из них вещества от *A* до *C* распадаются быстро, от *D* до *F*—медленно. Полоний (Кюри) и радиотеллур (Марквальд) впоследствии по времени их половинного распада оказались тождественными с радием *F*.

854<sup>a</sup>. Запас энергии в радии и развитие им теплоты. Атом радия при переходе в медленно распадающийся радий *D* выделяет четыре  $\alpha$ -частички; частички эти имеют различную скорость  $u$ ; среднее значение  $u^2 = 2,86 \cdot 10^{18}$ , так что четыре  $\alpha$ -частички несут энергию в  $4 \cdot \frac{1}{2} \mu \cdot 286 \cdot 10^{18}$  эргов. Один грамм-атом радия, содержащий  $Z$  атомов, выделяет при упомянутом процессе в  $Z$  раз больше энергии;  $Z \cdot \mu$  представляет массу одного грамм-атома гелия и, значит, равно четырем граммам. Отсюда для энергии, испускаемой в виде  $\alpha$ -лучей одним грамм-атомом радия при его переходе в радий *D*, получаем в тепловой мере  $\frac{8,2,86 \cdot 10^{18}}{4,186 \cdot 10^7} = 5,67 \cdot 10^{11}$  грамм-калорий, т. е. в 5,6 миллиона раз больше, чем теплота сгорания

<sup>1)</sup> Если  $P$  и  $Q$  соответствующие равновесию количества следующих один за другим продуктов, то число атомов  $Q$ , возникающих в секунду, равно  $\lambda_P \cdot P$ , число распадающихся в секунду  $\lambda_Q \cdot Q$ , следовательно,

$$\lambda_P \cdot P = \lambda_Q \cdot Q.$$

или

$$\frac{P}{Q} = \frac{\lambda_Q}{\lambda_P} = \frac{T_P}{T_Q}.$$

<sup>2)</sup> Большого количества эманации низким образом нельзя получить из 1 гр. радия. Поэтому эманацию можно иметь лишь в очень малых количествах, в еще гораздо меньших количествах—быстро разлагающиеся вещества радий *A*, *B* и *C*.

одного грамм-атома углерода в углекислоту (97000 грамм-калорий, по п. 402). Это указывает, каким громадным запасом энергии обладает радий. Кюри и Лаборд открыли, что препарат радия непрерывно развивает теплоту; по новейшим измерениям, 1 гр. элемента радия развивает 134 гр.-калории в час, и потому препарат всегда теплее, чем окружающие его тела. Выделение теплоты следует объяснить главным образом испусканием  $\alpha$ -лучей; большая часть энергии этих лучей поглощается в самых препаратах и превращается в теплоту.

854<sup>b</sup>. Изотопные элементы. По п. 850,  $\alpha$ -частица представляет атом гелия, при испускании которого атомный вес уменьшается на 4 единицы. Продукт превращения радия *F*, происходящий из радия путем испускания 5-ти  $\alpha$ -частиц, должен был бы иметь атомный вес 206, немного отличающийся от атомного веса свинца 207,2. Это повело к предположению, что неизвестный продукт превращения, ускользающий от химического анализа вследствие того, что количество его крайне незначительно, представляет свинец. Предположение это подкреплялось тем обстоятельством, что все урановые минералы содержат свинец в таких количествах, которые в минералах одного и того же возраста пропорциональны содержанию урана, а в минералах различного возраста увеличиваются вместе с возрастом. С другой стороны, разница между числами 206 и 207,2 значительно больше, чем возможные ошибки наблюдения. Однако, исходя из теоретических соображений, Фаянс и Содди пришли к заключению, что должны существовать несколько разновидностей свинца с различными атомными весами, и на самом деле Генригшмид нашел, что атомный вес свинца, содержащегося в чистой смоляной обманке (урановая руда) равен 206,05. С тех пор элементы, имеющие одни и те же химические свойства и потому неотделимые друг от друга химически, но обнаруживающие различные атомные веса, называются элементами изотопными.

Вторая изотопная разновидность свинца с атомным весом 208 встречается в минералах, содержащих торий, и ее следует признать продуктом превращения радиоактивного тория (856). Отсюда можно было ожидать, что обыкновенный свинец, атомный вес которого 207,2 лежит между атомными весами уранового и ториевого свинца, представляет смесь этих двух изотопов в известном соотношении. Это предположение подкрепляется опытами Астона (1919), обнаружившего, что многие из так называемых химических элементов распадаются на изотопы, когда из них образуются каналовые лучи. Так, напр., каналовые лучи хлора, при исследовании по методу п. 849, обнару-

живают два значения  $\frac{\delta}{\mu}$ , а потому и два значения  $\mu$ , и атомные веса обоих этих изотопов получаются равными 35 и 37; следовательно, обыкновенный хлор с атомным весом 35,46 представляет смесь этих двух изотопов. Равным образом, оказались смесью изотопов, между прочим, бром, неон, ртуть<sup>1)</sup>, между тем как другие элементы, как, напр., кислород или углерод, оказались „чистыми элементами“, т. е. они не являются смесями изотопов. Атомные веса всех чистых элементов и всех изотопов, отнесенные к  $H=1$ , выражаются числами, очень близкими к целым. В виду того, что малые отклонения от целочисленности допускают объяснение на основании теории относительности, этот результат говорит в пользу старой гипотезы Праута, по которой все элементы построены из водорода. Ср. опыты Резерфорда п. 850<sup>a</sup>.

855. Оценка сильных препаратов радия. Препараты радия состоят из какой-нибудь соли радия ( $RaCl_2$ , или  $RaBr_2$ , или  $RaBr_2 + 2H_2O$ ), которая обыкновенно заключена в стеклянную трубочку. Вследствие применения их для терапевтических целей (лечение рака), они представляют важный предмет торговли. Вследствие их высокой стоимости требуется точное определение их содержания, и притом это определение приходится производить, не открывая трубочки. Для этого служит метод  $\gamma$ -лучей, основанный на том, что  $\gamma$ -лучи, так же как и рентгеновы лучи, ионизуют воздух (747). При применении этого метода делается предположение, что препарат не содержит никакого другого радиоактивного вещества на ряду с радием<sup>2)</sup>. Берут электроскоп с золотыми листочками, окруженный со всех сторон свинцовой оболочкой в 3 миллим. толщины, пропускающей только  $\gamma$ -лучи, и сравнивают падения напряжения, вызываемые с одной стороны оцениваемым препаратом, с другой стороны препаратом известного содержания (эталонным препаратом), при чем и тот и другой помещают на одинаковом расстоянии от электроскопа и дают им действовать одно и то же время. При этом следует принять во внимание небольшое падение напряжения, происходящее без воздействия препаратов, равно как и поглощение лучей в стенках стеклянной трубочки, заключающей препарат. Заряд электроскопа должен быть настолько велик, чтобы при разряджении достигалась сила тока, равная току насыщения (748). По истечении около 6 недель с того времени, как посредством герметического закрывания прекращается

1) Гевези (Hevesy) и Бренстед недавно разложили на изотопы обыкновенную ртуть, путем дистилляции в пустоте.

2) К слабым препаратам этот метод неприменим.

выход emanации, достигается радиоактивное равновесие. Тогда количества радия в сравниваемых препаратах относятся между собою, как упомянутые падения напряжения. Это справедливо потому, что интенсивности  $\gamma$ -лучей, пропорциональные этим падениям, относятся между собою, как количества радия  $C$ , испускающего  $\gamma$ -лучи, а значит, в случае радиоактивного равновесия, как количества самого радия. Если радиоактивное равновесие, а вместе с ним и предельная сила  $\gamma$ -лучей, еще не достигнуты, то все же из двух измерений, отделенных промежутком в несколько дней, содержание радия может быть вычислено при помощи постоянной распада emanации.

Эталонный препарат Рейхсанштальта сверен с интернациональным эталонным аппаратом в Париже и является мерилем для торговли радием в Германии. Результаты сравнения выражаются в миллиграммах элемента радия<sup>1)</sup>.

856. Торий, препараты мезотория. В следующей таблице указаны продукты распада тория.

Вещество	Время половинного распада	Излучение	Атомный вес
Торий . . . . .	$2,1 \cdot 10^{10}$ лет	$\alpha$	232
Мезоторий . . . . .	6,7 "	$\beta, \gamma$	228
Радиоторий . . . . .	1,9 "	$\alpha$	228
Торий X . . . . .	3,64 дня	$\alpha$	224
Эманация . . . . .	53 секунды	$\alpha$	220
Торий A . . . . .	0,14 "	$\alpha$	216
" B . . . . .	10,6 часов	$\beta, \gamma$	212
" C . . . . .	60 минут	$\alpha, \beta$	212
" D . . . . .	3,1 "	$\beta, \gamma$	208

Торий представляет вещество очень медленно разлагающееся и потому очень слабо лучеиспускающее, и время половинного разложения его составляет 21 000 миллионов лет. Первый продукт его разложения, открытый Ганом мезоторий, имеет время половинного распада

<sup>1)</sup> В продаже под 1 мг. радия понимается то количество, которое дает то же самое  $\gamma$ -излучение, как и 1 мг. кристаллического химически чистого  $RaBr_2 + 2H_2O$ . Так как измеряемое  $\gamma$ -излучение зависит только от содержания элемента радия, а в продаже существуют еще и другие соли радия, особенно  $RaCl_2$ , то такой способ расчета не имеет никакого оправдания. При таком расчете препарат содержит в 1,867 раз более миллиграммов, чем при расчете на элемент радий.

в 6,7 лет, допускает выделение с помощью химических методов и может применяться в течение долгого времени в качестве источника радиоактивного излучения. Он получается из монацитового песка. При равновесии  $\left(\frac{6,7}{21 \cdot 10^9}\right) \cdot 228$  гр. мезотория приходится на 232 гр. тория, или 0,31 mgr. мезотория на 1000 кгр. тория; поэтому из 1000 кгр. тория однократным процессом можно извлечь не более 0,31 мг. мезотория. После отделения мезотория начинается образование радиотория, который дает быстро распадающиеся, сильно излучающие продукты. Количество радиотория сначала нарастает, однако, так как количество самого мезотория уменьшается, то достигается максимум, который получается по истечении 4,6 лет. Впрочем, интенсивность испускания  $\gamma$ -лучей, в которой принимает участие и сам мезоторий, достигается уже после 2,3 лет и спустя 18 лет после изготовления препарата падает приблизительно до 20% максимальной величины.

Препараты мезотория, всегда содержащие, кроме мезотория, еще и радий, при оценке их активности, также сравниваются с эталоном радия по методу  $\gamma$ -лучей. Но так как  $\gamma$ -лучи препаратов мезотория имеют несколько иную поглощаемость, чем  $\gamma$ -лучи препаратов радия, то результат измерения оказывается зависящим от толщины свинцового экрана, который поэтому нормируется в 5 миллиметров. Таким образом, препарат мезотория считают равным 1 mgr. тогда, когда его  $\gamma$ -излучение производит такую же ионизацию, как и 1 mgr. элемента радия, при условии, что то и другое излучение прошло через толщу свинца в 5 мм.

857. В светящихся красках порошкообразная обманка Си до (сернистый цинк) люминисцирует под действием  $\alpha$ -лучей прибавленного к ней радиоактивного вещества (850). Способность люминисцировать у обманки Си до меняется, смотря по сорту ее, и с течением времени уничтожается  $\alpha$ -лучами. Для достижения желательного светового эффекта рекомендуется смешивать сорт обманки, в высокой степени обладающий способностью люминисцировать, с небольшим количеством радиоактивного вещества. Светящиеся краски применяются для того, чтобы делать видимыми в темноте такие предметы, как циферблаты, приспособления для стрельбы в цель и т. п.

## Глава 22. Электрическая теория материи

858. Атом водорода, серия Бальмера. При помощи гипотезы квантов Бор положил основу плодотворной электрической теории материи, в которой в качестве материала для материи предполагаются только

электрические заряды. Наиболее просто построен по этой теории атом водорода, а именно, он состоит из ядра, заряженного  $+e$ , вокруг которого обращается электрон  $-e$  (Рис. 438). Конечно, по этой теории масса атома имеет чисто электрическую природу (846) и в самой большей своей части сосредоточивается в положительном ядре (843). Что же касается электромагнитного сопротивления инерции заряда (846), то оно тем больше, чем меньше то пространство, в котором сосредоточен заряд. Отсюда следует, что диаметр положительного ядра должен быть несравненно меньше, чем диаметр электрона. В сравнении с расстоянием между ядром и электроном, т. е. в сравнении с диаметром атома (приблизительно  $10^{-8}$  см.), следует представлять себе ядро и электрон чрезвычайно малыми, почти что имеющими вид точек, а пространство, занятое атомом, в большей его части пустым.



Рис. 438.

Сделаем предположение, что путь электрона, обращающегося вокруг ядра, как центра, представляет круг (ср. п. 115). Согласно ньютоновой механике, диаметр  $a$  кругового пути может иметь какое угодно значение, лишь бы только скорость  $q$  на нем имела соответствующую величину, т. е. такую, что  $\frac{mq^2}{a} = \frac{e^2}{a}$  (99), или

$$\frac{1}{2} mq^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{a}, \quad (150)$$

где  $m$  масса электрона, а  $e$  заряд, выраженный в абсолютной электростатической мере (613). Но по гипотезе квантов возможны не все состояния, совместимые с ньютоновой механикой, а в рассматриваемом случае, по предположению Бора, только те, для которых

$$mqa = \frac{h\tau}{2\pi}, \quad (151)$$

где  $h$  — планково количество действия (386<sup>a</sup>), а  $\tau$  — какое-либо целое число. Посредством исключения  $q$  из (150) и (151) получают радиусы  $a_\tau$  возможных круговых или квантовых путей:

$$a_\tau = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{1}{mc^2} \cdot \tau^2 \quad (152)$$

При переходе электрона с большего на меньший квантовый путь электрические силы производят работу, и потому потенциальная энергия электрона в поле ядра всего меньше на самом малом квантовом пути, и этот последний, следовательно, наиболее устойчив (46). Если



электрон перескакивает с большего квантового пути  $\tau'$  на меньший  $\tau$ , то электрические силы совершают при этом (по п. 620) работу  $e^2 \left( \frac{1}{a_\tau} - \frac{1}{a_{\tau'}} \right)$ , между тем как кинетическая энергия электрона по (150) возрастает только на половинную величину этой работы. И вот, Бор предполагает, что остальная половина работы превращается в монохроматическое излучение с частотой  $\nu$ , несущее количество энергии  $h \cdot \nu$ ; из этого следует:

$$h\nu = \frac{1}{2} \cdot e^2 \left( \frac{1}{a_\tau} - \frac{1}{a_{\tau'}} \right),$$

или по (152)

$$\nu = \frac{(2\pi e^2)^2}{h^3} \cdot \frac{m}{2} \left( \frac{1}{\tau^2} - \frac{1}{\tau'^2} \right). \quad (153)$$

В естественном состоянии атома электрон обращается вокруг ядра по самой малой, наиболее устойчивой квантовой орбите. Итак, испусканию лучей должен предшествовать процесс, благодаря которому электрон выталкивается с этой орбиты на другую, большую, что может произойти или вследствие поглощения лучей, как при флуоресценции (518), или вследствие ионных или электронных толчков в гейслеровых трубках, или вследствие повышения температуры. Испускание, количественная мера которого устанавливается равенством (153), связано при этом с обратным скачком электрона на меньшую квантовую орбиту.

Если в (153) подставить  $e = 4,74 \cdot 10^{-10}$  (710),

$$\frac{e}{m} = \frac{1,77 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} \text{ эл.-ст. ед. (п.п. 843 и 738),}$$

$$h = 6,5 \cdot 10^{27} \text{ (845),}$$

и принять  $\tau = 2$ , то получается

$$\nu_{\tau'} = 3,24 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\tau'^2} \right). \quad (153^a)$$

Формула серии Бальмера, по п. 555<sup>b</sup>, имеет вид

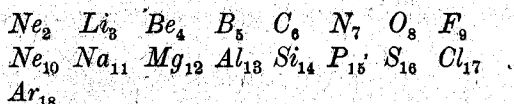
$$\nu_{\tau'} = 3,29 \cdot 10^{15} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\tau'^2} \right), \quad \tau' = 3, 4, 5, \dots$$

и достаточно согласуется с (153<sup>a</sup>); это значит, что серия Бальмера испускается водородом тогда, когда электрон перескакивает с 3, 4, 5, ... квантового пути на 2-ой. Это было первым большим успехом теории

Бора; раньше никогда не удавалось объяснить теоретически возникновение спектральной серии.

Молекула  $H_2$  состоит, по Бору, из двух положительных ядер, при чем вокруг линии, их соединяющей, как вокруг оси, обращаются два электрона по одному и тому же кругу в расстоянии  $180^\circ$  один от другого. Ядра удерживаются друг около друга благодаря притяжению, которое оказывают на них электроны. Все свойства водорода должны вытекать из такой модели, для того чтобы можно было признать ее удовлетворительной.

859. Периодическая система элементов. Атомы других элементов, по Бору, также состоят из положительных ядер и обращающихся вокруг них электронов. Из таких атомных моделей Бора могут быть выведены многие атомные свойства элементов, напр., согласно Косселю, закономерности, вытекающие из периодической системы элементов. Приводим два первых горизонтальных ряда этой системы, присоединяя к обозначениям элементов их порядковые числа (852):



Каждый вертикальный ряд содержит элементы, сходные по своим свойствам, первый — благородные газы  $He, Ne, Ar, \dots$ , второй —  $Li, Na, \dots$ , седьмой  $O, S, \dots$ , восьмой  $F, Cl, \dots$  и т. д.; в этом прояс-

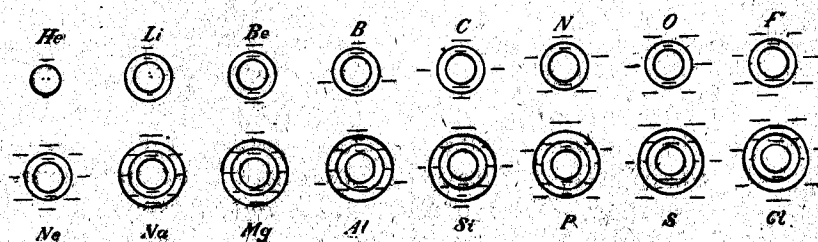


Рис. 439.

вляется то, что многие свойства элементов представляют периодические функции атомных весов, или, как теперь правильнее говорят, порядковых чисел элементов.

Рис. 439 делает наглядным гипотетическое строение этих элементов из ядер и электронов. Ядерное число <sup>1)</sup> равно порядковому числу,

<sup>1)</sup> Маленькие положительные ядра изображены в виде точек только у гелия и лития.

а также и числу электронов, так как атом, как целое, нейтрален. Электроны распределены по кольцам, окружающим ядро, и после каждого благородного газа начинается новое кольцо.

Химические реакции, по этой теории, состоят в отдаче, принятии или обмене электронов внешнего кольца. Благородные газы не могут иметь склонности к этому, так как они не вступают ни в какие химические реакции. Далее, делается предположение, что другие элементы имеют склонность принять конфигурацию, подобную той, которая имеется у соседних с ними благородных газов. Так, напр., литий имеет склонность путем отдачи электрона уподобиться гелию, с другой стороны, фтор стремится посредством захвата одного лишнего электрона уподобиться соседнему неону. При образовании  $LiF$  один электрон от лития переходит к фтору, чем удовлетворяются оба упомянутые стремления. Значность или валентность элемента—это число электронов, при отдаче или получении которых элемент теряет свое стремление к химическим реакциям. На основании того, что сказано выше, литий и фтор—одновалентны. Однако, у фтора имеется также стремление уподобиться гелию, путем отдачи семи электронов; поэтому фтор может встречаться и как семивалентный элемент, и как таковой он входит в соединение  $F_2O_7$ .

Отдавая один электрон, литий заряжается положительно и становится ионом лития; при этом он теряет свое стремление к реакциям, и не разлагает уже, напр., воды. Склонность, путем отдачи электронов, переходить в состояние положительного иона, в каждом ряду уменьшается слева направо, потому что с возрастанием заряда ядра электроны связываются все сильнее и сильнее. По той же причине склонность образовывать, путем привлечения электронов, отрицательные ионы возрастает слева направо. И эти стремления к реакциям тем сильнее, чем ближе данный элемент находится к благородному газу. Электроны внешнего кольца, в пределах которого, согласно вышеизложенному, разыгрываются химические реакции, называются электронами валентности.

860. Оптические частоты. Электронами валентности производится также испускание оптических и близких к оптическим частот, примером чему может служить испускание лучей газовыми молекулами, вызванное ударом электронов (848<sup>a</sup>). При этом электрон из внешнего электронного кольца сбрасывается на большую квантовую орбиту и, производя излучение, падает обратно на меньшую квантовую орбиту, как это было изложено в п. 858 относительно  $H$  атома. Если  $V_s$  потенциал излучения (848<sup>a</sup>), то  $V_s \cdot e$ —энергия, сообщенная при переме-

щении электрона из внешнего кольца на большую квантовую орбиту; когда электрон падает обратно во внешнее кольцо, эта энергия вновь выигрывается. Итак, в этом случае  $V_s \cdot e = h \cdot \nu$ . Для паров ртути, по п. 848<sup>a</sup>,  $V_s = 4,9 \cdot 10^8$ , и благодаря последнему уравнению получается

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu} = 2,51 \cdot 10^{-5} \text{ см.} = 0,251 \mu.$$

И действительно, по Франку и Гертцу, при впускании в пары ртути электронов с потенциалом в 5—8 вольт, по методу, описанному в п. 848<sup>a</sup>, от этих паров получается ультрафиолетовое излучение с длиной волны 0,253  $\mu$ , и при том только такое излучение. При ионизации электронным ударом электрон из внешнего кольца удаляется на бесконечное расстояние. Поэтому при обратном падении во внешнее кольцо он испускает излучение, соответствующее границе серии (555<sup>b</sup>). Для ртути длина волны границы играющей здесь роль серии равна  $1188 \cdot 10^{-8}$  см. По вышеприведенному уравнению, потенциал ионизации

$$V_m = \frac{h\nu}{e},$$

где  $\nu = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1188 \cdot 10^{-8}}$ . Получается  $V_m = 10,4$  вольта, в достаточном согласии с экспериментально найденным значением 10,3 вольта (848<sup>a</sup>). Таким образом, потенциал ионизации можно вычислять из длины волны на границе серии.

\*Как и все свойства, зависящие от валентных электронов, оптические частоты должны изменяться периодически с возрастанием порядкового числа элементов; ибо линейные спектры химически-подобных элементов, стоящих в одних и тех же вертикальных рядах периодической системы, подобно построены.

861. Частоты рентгеновых лучей. В противоположность оптическим линейчатым спектрам, рентгеновы линейчатые спектры происходят из середины атома (Коссель)<sup>1)</sup>. Если окружающие ядро электронные кольца, начиная с самого внутреннего, назовем, по порядку,  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -кольцом, то можно будет сказать, что линия  $K_\alpha$  (822<sup>a</sup>) испускается при падении электрона из  $L$ -кольца в  $K$ -кольцо. Для этого электрон должен быть сначала удален из  $K$ -кольца, так как иначе оно все было бы занято, и переведен на поверхность атома. Для этого требуется затратить больше энергии, чем то ее количество, которое выигрывается при переходе электрона с  $L$ -кольца в  $K$ -кольцо, т. е. для возбу-

<sup>1)</sup> Эта идея была высказана еще Бором.

ждения соответствующего излучения катодными лучами с потенциалом  $V$  должно быть  $e \cdot V > h \cdot \nu$ , что подтверждается опытом (852<sup>b</sup>).  $K_\beta$  возникает при переходе электрона из  $M$ -кольца в  $K$ -кольцо. Так как при этом выигрывается больше работы, чем при переходе из  $L$ -кольца в  $K$ -кольцо, то  $K_\beta$  жестче, чем  $K_\alpha$  (852<sup>a</sup>). Наконец, так как при этих переходах выделяется тем больше работы, чем больше положительный заряд ядра и вместе с тем притяжение ядром электрона, то жесткость постепенно увеличивается вместе с порядковым числом элемента (852<sup>a</sup>). Подобные же рассуждения можно привести и относительно  $L$ - и  $M$ -серий. В противоположность оптическим частотам, рентгеновские частоты изменяются не периодически вместе с порядковым числом элемента, потому что они непрерывно вместе с ним возрастают.

862. Заключение.  $\alpha$ -лучи радиоактивных веществ появляются в виде ядер гелия во всяком случае из ядер атомов. Возникновение  $\beta$ -лучей до сих пор еще не так ясно. Если действительно электрические заряды представляют последние строительные камни, из которых построена материя, то все свойства материи должны быть объяснимы на основании электрических атомных моделей.

863. К истории учения об электричестве. Условия, при которых наблюдаются механические действия электрических сил, лишь редко проявляются в природе в благоприятных для изучения комбинациях; только медленно вырабатывалось умение создавать такие комбинации искусственно. Этим объясняется то, что учение об электричестве является самой молодой отраслью физики.

Известное древним свойство янтаря наэлектризовываться от трения (599) Джильберт (1600) обнаружил в большом числе других тел. Отто фон Герике первый заметил электрическое отталкивание (1672). Первые обширные наблюдения над проведением электрических сил принадлежат Грею и Дюфэ; последний открыл два рода электричества (около 1730 г.). Электрическая машина трения, начало которой положил О. ф. Герике, была существенно усовершенствована Бозе, который ввел в нее кондуктор, и Вильке, предложившим особое приспособление для натирания (1745). Большое внимание привлекли к себе физиологические действия тока, получающегося при разряде изобретенной в 1745 году Клейстом так называемой лейденской банки, способ действия которой объяснил (1747) изобретатель громоотвода Франклин.

Исследования магнитных явлений, в широких размерах начатые Джильбертом, были предприняты в Англии, с обращением особого внимания на потребности мореплавания.

Ньютон оставил вопрос о способе действия сил не разрешенным, но благодаря его работам получил господство взгляд, по которому сила тяготения действует на расстоянии через нейтральное пустое пространство. Перенесению этого взгляда на электрические силы чрезвычайно содействовал Кулон (1736—1806), показавший (1785—1789), что электрические и магнитные силы, подобно силе тяготения, обратно пропорциональны квадрату расстояния между действующими друг на друга частицами.

Новый период для учения об электричестве наступил, когда Вольта (1745—1827), продолжая опыты Гальвани, открыл гальванический элемент (1794—1800). Пользуясь таким обильным источником электричества, Карлейль (Carlisle) открыл (1800) химическое действие электрического тока, Эрстед (1777—1851) — его магнитную силу (1820) (677), Ампер (1775—1836) в 1820 г. — электромагнитное действие, оказываемое друг на друга несущими ток проводниками (1820) (779). Все эти действия производятся током от электрической машины трения с такой ничтожной силой, что они ускользали от прежних наблюдателей, пользовавшихся только этим током (ср. п. 738). Элементы, применявшиеся для этих исследований, были непостоянны (665); для получения постоянных токов тогда прибегали только к открытым (1821) Т. Зеебеком термоэлектрическим токам (841), с помощью которых Г. С. Ом (1787—1854) открыл (1826) названный его именем основной закон (670).

Только что открытые тогда электромагнитные силы Ампер рассматривал, исходя из взглядов Ньютона, а именно: он подчинил их (1823) простому закону действия на расстоянии, оказываемого друг на друга двумя частичками тока.

Пуассон (1781—1840) обосновал (1824) теорию индуктированного магнетизма (762).

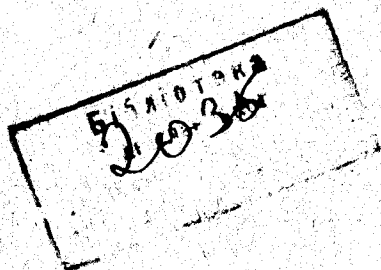
Фарадей (1791—1867) первым экспериментальным путем подтвердил взгляд, по которому электрические и магнитные силы распространяются по среде от частички к частичке, и сделал из него соответствующие выводы. Но хотя он, стоя на почве такого взгляда, сделал чрезвычайно важные открытия (626, 770, 771, 782), однако, его идеи, которые он изложил не в математической форме, а облек в форму, сильно отклоняющуюся от обычной, нашли сначала мало сочувствия. К тому же он не показал слабых мест господствовавшей тогда теории действия сил на расстоянии: открытые им факты, казалось, еще могли быть подчинены этой теории. На почве ее стояли: Грин (1793—1841) и Гаусс (1777—1855), обосновавшие и развив-

шие теорию потенциала (620); Гаусс и В. Вебер (1804—1891), предложившие измерение магнитных и электрических величин абсолютными мерами (650, 679, 730, 732); Ф. Нейман (1798—1895), установивший общий закон индуктированных токов для замкнутых цепей; Г. Гельмгольц (1821—1894), Г. Кирхгоф (1824—1887) и лорд Кельвин (В. Томсон, 1824—1907) в их работах, ставших основой современного учения об электричестве и магнетизме.

Современная электротехника выросла из сделанного В. Сименсом (1867) изобретения динамомшины, доставляющей на счет механической работы электрические токи достаточно дешево для технических целей.

Плодотворность идей Фарадея обнаружилась только тогда, когда Дж. Максвелль (1831—1879) облек их в математическую форму и развил в целую теорию, которая и получила название теории Максвелля. Содержащаяся в ней, как часть, электромагнитная теория света подтвердилась в своих важных выводах (825); оказалось, что по теории Максвелля проще и легче объясняются некоторые явления, чем по старой теории. Наконец, электротехники приняли вытекающий из теории Фарадея-Максвелля метод определения индукционных действий при помощи силовых линий. Таким образом, теория Максвелля без борьбы все более и более приобретала почву, пока, наконец, благодаря опытам Гертца (п. 826 и след.), не получила решительного перевеса над старой теорией.

Открытие рентгеновых лучей (1895, 851) повело к большим успехам в области проведения тока через газообразные тела, а также к открытию (1896) радиоактивности (853).



## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрация света** 59  
**Абсолютная элек.-магн. сист. мер** 174, 206  
**Абсолютный показатель преломления** 15  
**Абсорбция катодных лучей** 304  
     > света 50  
     > тепловых лучей 113  
**Аккомодация** 35  
**Аккумулятор свинцовый** 163, 198  
**Аллактинические тела** 116  
**Альфа-лучи** 308, 317 и след.  
**Амлацетатовая лампа** 49  
**Ампер** 174—175, 206  
**Амперметр** 180, 241  
**Амперобороты** 231  
**Ангстрема единицы** 61  
**Анод** 188  
**Анодные лучи** 307  
**Аномальная дисперсия** 79  
**Антенна** 290  
**Антикатод** 311  
**Апохромат** 32  
**Аргон** 220, 224  
**Асинхронный мотор** 274  
**Астатическая система** 179  
**Астрономическая труба** 37  
**Атомный номер** 316  
**Ауэровская горелка** 117  
**Ахроматическая призма** 21  
     > > из исланд. шпата 89  
**Баллистический гальванометр** 179  
**Бальмаиновая светящаяся краска** 55  
**Бальмера серия** 78, 326  
**Барабанный якорь Гейфнера-Альтенка** 258  
**Барлоу колесо** 243—244  
**Батареи составление** 169  
**Беспроволочный телеграф** 290  
**Безуаттный ток** 265  
**Беккереля лучи** 317  
**Бета-лучи** 301  
**Бинокль** 44  
**Био-Савара закон** 173  
**Благородные газы** 220, 225  
**Болометр** 106, 186  
**Бора теория** 325  
**Брюстера закон** 84  
**Буге фотометр** 46  
**Бунзена фотометр** 47  
     > элемент 163, 201  
**Валентный заряд** 195  
**Вебера теория магнетизма** 235  
**Векториальная диаграмма** 266  
**Венельта катод** 224  
     > прерыватель 278  
**Вернике призма** 22  
**Вестона нормальный элемент** 164  
**Ветер электрический** 222  
**Видемана зеркальный гальванометр**  
     177—178  
**Видемана-Франца закон** 214  
**Видимая величина** 35—36  
**Вина закон излучения** 111—112  
     > > смещения 111  
**Влияние электрическое** 119—120  
**Вогнутое зеркало** 8  
**Водородные  $\alpha$ -лучи** 310  
**Водородный спектр** 78, 326  
**Воды разложение** 189, 200



- Волн длина 61, 69, 76, 107  
 Волновая поверхность 62, 86  
   »           »           Френеля 90  
   »           теория света 61  
 Вольт 206  
 Вольтметр 195  
 Вольт-ампер 207  
 Вольтметр 187  
 Вольты эффект 164  
 Вольфрамовая лампа 228  
 Вращающееся поле 272  
 Вращающийся ток 272  
 Вращение магнита около тока 243  
 Вращение плоскости поляризации  
   в кварце 99  
 Вращение плоскости поляризации магнит-  
   ное 236  
 Время распада на половину 318  
 Вторичные продукты электролиза 192—193  
 Выпрямитель с ртутным паром 279  
 Выпуклое зеркало 11  
 Высокой частоты машина 295  
 Газоны, подвижность их 220  
   »           заряд их 221  
 Газовый элемент Грове 199  
 Галилея зрительная труба 44  
 Гальваническая батарея 161  
   »           поляризация 197  
 Гальванический элемент 158, 161, 210  
 Гальванометр 175  
   »           баллистический 179  
   »           с вращающейся катушкой 240  
   »           со стрелкой 175  
   »           с шунтом 182  
 Гальванопластика 197  
 Гамма-лучи 313, 317  
 Гамма-лучей метод 322  
 Гаснущие искры 291  
 Гаусс 146  
 Гаюи палочка 178  
 Гефнера свеча 49  
 Гейслеровы трубки 224  
 Гелий 52, 309  
 Гелиостат 19  
 Генератор перемен. тока 271  
 Герцшпыты 283—285  
 Гипсовые листочки в поляр. свете 93  
 Гистерезис магнитный 251  
 Гитторфа число переноса 192  
 Главное сечение призмы 15  
   »           »           одноосного кристалла 90  
 Главные точки 30  
 Глаз 33—34  
 Гольца машина с влиянием 129  
 Горизонтальная слагающая зем. магн. 149  
   »           »           опред. ее по  
           Гауссу 152  
 Грамма кольцо 257  
 Грове газовый элемент 199  
 Громоотвод 144  
 Гюйгенса окуляр 40  
   »           построение 86  
   »           принцип 62  
 Даниэля элемент 163, 201  
 Двойное преломление в исланд. шпате 85—86  
   »           »           искусственное 96  
   »           слой 135, 200  
 Двуосные кристаллы 90, 98  
 Духпроводная система 262  
 Действительные изображения 6  
 Джаулево тепло 204  
 Джауля закон 204  
 Диамагнитное тело 235  
 Диафрагма поля зрения 38  
 Динамомашинa 259  
 Дисперсия 18, 21  
 Диссоциации коэффициент 215  
 Дифракционная решетка 75  
 Дифракционный спектр 76—77  
 Дифракция 71  
   »           в микроскопе 80  
 Диэлектрическая постоянная 136—137  
 Дойплера принцип 112  
 Дуговая лампа 226  
 Дуговой свет 226  
 Дуговой разряд 225  
 Единица количества электрич., электро-  
   стат. 124—125  
 Единица количества электрич., электро-  
   магн. 209  
 Единица света 49  
   »           тока абс. эл.-магн. 174, 206  
 Емкость электростатическая 135

- Задержка искров. разряда 136, 222, 278  
 Замыкания ток 248, 276  
 Звездообразное включение 273  
 Зеемана эффект 236, 302  
 Земная зрительная труба 44  
 Земной индуктор 247  
   > магнетизм 149  
   > магнит 155  
 Земные провода 171  
   > токи, странствующие 172  
 Зеркало плоское 3  
   > сферическое 8  
 Зеркальный гальванометр Видемана 177  
   > Томсона 178  
   > отсчет 154  
   > секстант 5  
   > телескоп 43  
 Зрительная труба 37, 43
- Излучение полых пространств 111, 115—116  
 Изображения от малых отверстий 2  
 Изоляторы 119  
 Изотопные элементы 321  
 Изохроматические кривые 98  
 Иммерсионная система 45  
 Индуктивная радиоактивность 318  
   > связь 269  
 Индуктивность 252  
 Индуктированный магнетизм 432  
 Индукции линии 249  
   > поток 250  
 Индукционный аппарат 276  
   > ток 244  
 Индукция в замкнутом контуре 246  
 Интенсивность света 64  
 Интернациональные единицы 206  
 Интерференция света 64  
 Ионизации потенциал 304  
 Ионий 319  
 Ионный удар 222  
 Ионы 190  
   > свободные 190  
 Искровой разряд, задержка его 138, 222, 278  
   > индуктор 276  
   > потенциал 138  
 Искры теплота 142  
 Испускание эфирных волн 108  
 Истечения теория 64
- История оптики 103  
   > электричества 330
- И**-серия 316, 329  
 Кадмиевый элемент 164, 202  
 Камера-обскура 33  
 Камертон самодействующий 255  
 Каналовые лучи  
 Капиллярный электрометр 202  
 Катيون 371  
 Катод 188  
 Катодное падение 224  
 Катодные лучи 295  
 Квадрантный электрометр Томсона 156  
 Квант действия 300  
 Квантов теория 300—301  
 Кварцевые нити 178  
 Кирхгоффа закон испускания и погл. лучей 115  
 Кларка элемент 163, 202  
 Когерентные лучи 66  
 Когерер 288  
 Колебания электрические 144, 253, 267  
 Колебательный круг Томсона 253  
 Колебательный разряд 144, 253  
 Коммутатор 258  
 Компаунд-машина 260  
 Компенсационный метод Поггендорфа 187  
 Компенсационный пиргелиометр 209  
 Конвекционные электрич. лучи 295  
 Конденсатор 131  
   > Физо 277  
 Конденсационные центры (газионы) 220  
 Константан 214  
 Контактные детекторы 292  
 Концентрационный элемент 164  
 Крест нитей 39  
 Крест исландского шпата 97  
 Кристаллы одноосные 89  
   > отрицательные 90  
   > положительные 90  
 Круговая поляризация 99  
 Крутильные весы, электрич. 123  
 Кулиджа трубка 300, 312  
 Кулон 209  
 Кулона основной зак. электричества 124  
   > магнетизма 145

- L-серия** 316, 329  
 Лейденская банка 135  
 Лемникаты двуосных кристаллов 98  
 Ле н ца закон 244—245  
 Ле х е р а расположение 286  
 Линейный магнит 144  
 Линзы 24  
 Линзы формула 26  
 Ло р а н а полутеневого сахариметр 101  
 Ло р е н ц а закон 214  
 Лупа 36  
 Люминисценция тела 116  
 Lux 49  
 Лучи электрической силы 284
- Магнетизм индуктированный** 232  
     »          »          предельное значение его 232  
**Магнитная индукция** 249  
     »          ось 148  
**Магнитное напряжение** 175, 250  
     »          поле 145  
     »          »          электр. тока 229  
     »          сопротивление 250  
**Магнитные возмущения** 172, 179  
     »          полосы 145, 147  
     »          силовые линии 146, 238, 246  
**Магнитный круг** 250  
     »          момент 148  
     »          спектр 299  
     »          экран 233
- Магнито-электрическая машина** 259  
**Магниты постоянные** 144, 232  
**Ма к с в е л л я теория** 137—138, 283  
     »          »          перв. осн. пол. ее 175  
     »          »          втор. осн. пол. ее 246
- Ма л ю с а опыт** 82  
**Манганин** 185, 186  
**Манганинное сопротивление** 186  
**Машина с паралл. замыканием** 260  
     »          с послед. соединен. 260  
**Медные успокоители** 178, 248  
**Международные единицы** 206  
**Мезоторий** 323  
**Мерительная банка** 140  
**Металлические нити в лампах** 228  
**Металлов отложения** 196  
**Металлов проводимость** 214
- Местные токи** 196  
**Метр-свеча** 49  
**Микроскоп** 44—45  
     »          диффракция в нем 80  
**Микрофард** 209  
**Микрофон** 281  
**Мнимые изображения** 6—7  
**Многофазный ток** 272  
**Многолинейный спектр водорода** 78  
**Модекулярная электропроводность** 216  
**Молекулярные магниты** 145  
**Молния** 143  
**Молоточек Неефа** 256  
**Морзе аппарат** 234  
**Мультипликатор** 176  
**Мутные среды** 53
- Накаливания лампа** 204, 228  
**Наклонение** 149, 151, 247  
**Наклонения стрелка** 151  
**Наложение электр. сил** 124  
     »          магнит. сил 146  
**Направляющий момент** 124  
**Напряжение на зажимах** 259—260  
**Насыщения ток** 219  
**Необыкновенный луч** 86  
**Неполяризующиеся электроды** 200  
**Непостоянные элементы** 162, 201  
**Нернста лампа** 228  
**Николя призма** 91  
**Нормальный спектр** 77  
     »          элемент 163, 202  
**Нулевые методы** 185, 187
- Обратная связь** 294  
**Обыкновенный луч** 86  
**Одноосный кристалл** 89  
**Однородное магнитное поле** 147  
**Однофазный ток** 271  
**Озонатор Сименса** 222  
**Окуляры** 40  
**Ом** 180, 206  
**Ома закон** 166  
**Оптическая ось** 89  
**Остаточный центр линзы** 28  
**Остаточные лучи** 110  
**Острия, их электр. действие** 127  
**Осциллограф** 241

- Отверстие линзы 81  
 Отражение полное света 13  
 Отражения закон 3, 64  
 Отрицательный кристалл 90  
 Оценка сильных препаратов радия 322
- Панцирный гальванометр** 233  
 Параллельное замыкание 182  
 Парамагнитные тела 235, 250  
 Пельтье эффект 211  
 Передвижение ионов независимое 191  
 Переменный ток от маш. пост. тока 273  
 Переменного тока генератор 271  
 » » » трехфазный 272  
 Периодическая сист. элем. 327  
 Перманентный магнетизм 232  
 Пиргелиометр 105, 209  
 Пламенная дуговая лампа 228  
 П л а н к а закон излучения 111  
 » постоянная  $h$  301  
 Платиновый термометр 186  
 Плотность электр. тока 166  
 Поверхностная плотность электричества 127  
 Поверхность уровня электрического 134  
 Подвижность газоионов 220  
 » электролитических ионов 215  
 Показатель преломления 12  
 » » абсолютный 15  
 » » определение его 18
- Полезного действия степень 428  
 Полное отражение 13  
 Полоний 320  
 Положительные кристаллы 90  
 » лучи 306
- Полуаттная лампа 228  
 Полутеновой прибор 101  
 Полюса напряжение 148  
 Полюсов расстояние 148  
 Поляризации угол 82, 84  
 » плоскость 83  
 Поляризационный прибор 92  
 » ток 198
- Поляризация гальваническая 197  
 » света 82  
 » » при двойн. преломлен. 90  
 » » при отражении 82—84  
 » » при преломлении 84  
 » электрических волн 289
- Постоянная распада 319  
 Постоянные элементы 162, 201  
 Потенциала падение 134  
 Потенциал земли 134  
 » излучения 304  
 » проводника 134  
 » электрический 132
- Потеря напряжения в замкн. элементе 169  
 Потребление мощн. электр. лампочкой 228  
 П р е в о теория 114  
 Предел намагничения через влияние 232  
 Предельный угол полн. внутр. отражения 14  
 Призма 15  
 » ахроматическая 21  
 » Вернике 22  
 » прямого зрения 22  
 » угол наимен. отклонения в ней 17
- Призматическая труба 43  
 Принужденные электр. колебания 267  
 Проводимость газов 217  
 » металлов 214  
 » удельная 166, 185  
 » электролитов 215
- Проводник электричества 119  
 Проводники, 1-го и 2-го рода 160  
 Проекционные приборы 33  
 Прямое видение 34  
 Прямолинейное распространение света 1
- Работа заряджения** 141—142  
**Радий** 317  
 » выделение тепла им 320  
 » содержание энергии в нем 320
- Радиоактивность 317  
 » индуктивная 317—318  
 Радиоактивное равновесие 319  
 Радиоактивные превращения 319  
 » препараты, их оценка 322
- Радиотеллур 320  
 Радиоторий 323  
 Разветвление тока 182  
 Размыкания искра 254  
 » ток 248, 276
- Разрешающая способность решетки 77—78  
 Разряд колебательный 144, 253  
 » тихий 222
- Разрядник 139  
 Р а м с д е н а окуляр 41

- Распределение электр. энергии 261  
 Рассеивающая линза 30  
 Резонанс электрический 268  
 Резонансный индуктор 268  
 Рекомбинация 218  
 Рельефное видение 35  
 Рентгена лучи 310  
   »    »   их длина волны 316  
   »    »   их интерференция 313  
   »    »   их спектроскопия 313  
 Реостаты 180, 186  
 Решетка, ее разрешающая способность 75, 77  
 Р и с а электрический возд. термометр 141  
 Ротор 256  
 Ряд напряжений 160  
  
**С**амодействующий камертон 255  
 Самоиндукция 252  
 Самостоятельное течение электричества 221  
 Сахариметр 101  
 Сверхнапряжение 254  
 Сверхпроводимость 215  
 Светоэлектрическое действие 139, 278, 300  
 Световой волны измерение 69, 76  
 Светящиеся краски 324  
 Светящийся разряд 223  
   »    »   в лампе 225  
 Связь индуктивная 269  
 Сила света 45  
 Силовые линии электрические 125—126  
   »    »   магнитные 146, 239, 246  
 Сименса единица 180  
 Синхронный мотор 274  
 Склонение 149  
 Склонения стрелки 149  
 Скольжение (в динамомашине) 274  
 Скорость  $c$  210  
   »    света 58  
   »    распростран. электрич. волн 285  
 Смещения закон, В и на 111  
 Снеллиуса закон 12  
 Собирательные линзы 24  
 Соленоид 230  
 Солнечная постоянная 105  
 Солнечный тепловой спектр 107  
 Солнца температура 111  
 Сопровитлений ящик 180  
 Сохранение электричества 121  
  
 Спектр 18  
   »   магнитный 299  
   »   нормальный 77  
   »   поглощения 50  
   »    »   раскал. газов 51  
 Спектральный анализ 22, 51, 224  
   »   аппарат 42  
 Спектральные линии 78  
   »    »   строение их 78  
   »    »   ширина их 79  
   »    »   серии 78  
 Спектрометр 41  
 Спутники спектр. линий 78  
 Статор 256  
 Стеклянная стопа 85  
 Стереоскоп 35  
 Стефана - Больцмана закон 111  
 Стоячие электрич. волны 284  
 Стрелка склонения 149  
 Сферическая aberrация 32  
 Сферическое зеркало 8  
  
**Т**ангенс-буссоль 175  
 Танталовая лампа 228  
 Телеграф бесприводочный 290  
 Телефон 280  
 Тень 2  
 Тепловое излучение 104  
 Тепловые инструменты 205  
 Термакнические тела 116  
 Термомультипликатор 105—106  
 Термостолбик 213  
 Термоток 212  
 Тихий разряд 222  
 Томсона зеркальный гальванометр 178  
   »   квadrантный электрометр 156  
   »   колеблющийся круг 253  
 Торий 323  
 Трансформатор 275  
   »   перем. тока 278  
 Трехпроводная система 262  
 Турмалин 92  
 Турмалиновые щипцы 92  
  
**У**атт 207  
 Уаттметр 270  
 Уаттсекунда 207  
 Увеличение 36



- Удельный заряд 299  
 Удельная электропроводность 166, 187  
 Уитстона мостик 183, 282  
 Ультракрасные лучи 110  
 Ультрамикроскоп 81  
 Ультрафиолетовые лучи 54, 109  
 Уран 317, 319  
 Успокоители в гальванометрах 178, 248
- Ф**актор эффекта 266  
 Фарад 209  
 Фарадея законы электролиза 194  
 Фарадея - Максвелля теория 137  
 Ферромагнитные тела 250  
 Физо конденсатор 277  
 » метод опред. теплов. расширения 70  
 Флуоресценция 53  
 Фосфоресценция 54  
 Фотография 56  
 Фотометры 46—49  
 Фотомеханические методы 57  
 Фраунгофера диффракцион. явления 72  
 Фраунгоферовы линии 20, 51  
 Френеля опыт с зеркалами 65  
 » поверхность волны 90  
 » формулы 85  
 Фуко токи 252
- Х**имические действия света 55  
 Хроматическая аберрация 32
- Ц**вета тел 52—53  
 » тонких пластинок 67  
 Цинк, растворение его в кислоте 196  
 Цинкография 57
- Ч**ерное излучение 116  
 » тело 104  
 Число оборотов 274  
 Число переноса Гитторфа 192
- Ш**ирина спектральных линий 79  
 Штарка эффект 307
- Э**квивалентная электропроводность 216  
 Экран магнитный 233  
 Электрич. влияние 119  
 » волны 283  
 Электрич. дуговой свет 16, 226  
 » единицы 206  
 » искра, продолжит. ее 143  
 » конвекционные лучи 295  
 » крутильные весы 123  
 » печь 226  
 » поверхностная площадь 127  
 » подача тепла 208  
 » сварка 226  
 » сила тока 166  
 » силовые линии 125  
 » силы 118  
 » сопротивление 166—167  
 » счетчик 270  
 » теория материи 324 и след.
- Электричество 118, 138  
 » полож. и отриц. 119  
 Электродвигатель 264  
 Электродвижущая сила 158  
 Электродинамометр 269  
 Электроды 188  
 » неполяризующиеся 201  
 Электролиз 188  
 » вторичные продукты его 192  
 Электролит 160, 188  
 » проводимость эл. 215  
 Электрокалориметрические методы 208  
 Электромагнит 232  
 Электромагнитная единица кол. электр. 209  
 » масса  
 » система мер абсол. 206  
 » теория света Максвелля 283  
 Электромагнитные силы, работа их 238  
 Электрометр Томсона квадрантный 156  
 Электронные трубки 292  
 Электроны 297, 301  
 Электроскоп 120  
 Электростатическая единица кол. электр. 125  
 » емкость 135  
 Электрофор 122  
 Электрохимический эквивалент 194  
 Элементарное количество электрич. 195, 221  
 Элементы земного магнетизма 149, 156  
 Элементы постоянные и непостоян. 163, 201  
 Эманация 317, 319  
 Эффективные значения тока и напряж. 266
- Я**ркость 38, 46