

ИЗДАНИЕ  
№ 4173

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
П. П. ЛАЗАРЕВА и Э. В. ШПОЛЬСКОГО

---

---

ТОМ VIII

МАРТ—АПРЕЛЬ

ВЫП. 2

---

---

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Р. А. Милликэн и Дж. Х. Камерон.</i> Новое о космических лучах . . . . .	121
<i>А. Ф. Иоффе.</i> Электрическая и механическая прочность и молекулярные силы . . . . .	141
<i>Я. И. Френкель.</i> Теория металлической проводимости . . . . .	155
<i>В. К. Аркадьев.</i> Современное состояние вопроса о магнитных спектрах . . . . .	194
<i>П. Н. Беликов.</i> Практические применения пьезоэлектрических свойств кристаллов . . . . .	222
<i>Г. Разоренов.</i> Экспериментальное исследование распределе- ния скоростей молекул газа . . . . .	254

## БИБЛИОГРАФИЯ

- Г. Де Метц.* Э. Гримзель.—Курс физики, ч. 4. *С. Вавилов.*  
*П. С. Тартаковский.*—Кванты света. *С. Вавилов.* *А. Наас.*—  
Materiewellen und Quantenmechanik
- 
-

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1928 ГОД  
НА ЖУРНАЛ

# НАУЧНОЕ СЛОВО

ВЫХОДИТ 10 РАЗ В ГОД

Отв. ред. О. Ю. Шмидт. \* Зам. редактора К. Х. Кекчеев.

Журнал „Научное слово“ знакомит своих читателей с актуальнейшими проблемами современной науки в ее целом.

Журнал „Научное слово“ содержит отделы: общественных наук (философии, истории культуры, права, экономических наук), точных наук, биологии, медицины, техники, гигиены и организации умственного труда.

Журнал „Научное слово“ проводит в вопросах естествознания материалистическую точку зрения, а вопросы обществоведения освещает с точки зрения диалектического материализма (марксизма).

Журнал „Научное слово“ стремится научные вопросы поставить в связь с практической жизнью, с вопросами мировой экономики, социалистического строительства и в особенности с проблемой индустриализации СССР.

Журнал „Научное слово“ имеет постоянный состав сотрудников, в число которых входят крупнейшие ученые Советского союза, излагающие на страницах журнала результаты своих собственных исследований.

Журнал „Научное слово“ дает в каждом номере несколько крупных статей, посвященных достижениям мировой науки и техники, и критические обзоры новых научных теорий.

Подписная цена за 10 выпусков на год—8 р., за 3 мес. 4 р. 50 к.  
Цена отдельного номера.—1

В 1928 году будут даны

Приложения к журналу „Научное слово“ по м. и. н. о.

I. ————— 2 серии: —————

Книги по естествознанию. Книги по общественным наукам.

Списки книг будут опубликованы в первом и втором номерах.

СОДЕРЖАНИЕ № 1 ЖУРНАЛА „НАУЧНОЕ СЛОВО“

От редакции.

Проф. П. С. Осадчий. Наука в плановом строительстве.

Проф. Н. И. Вавилов. Географическая изменчивость растений.

Г. Д. Трофимский. Проблемы Севера.

Проф. А. С. Серебровский. Получение новых свойств рентгеновыми лучами.

Проф. В. А. Лубарский. Вакцинация против чумы.

Проф. Я. И. Френкель. Международный конгресс в память Вольты в Комо.

Проф. М. Я. Лапиров-Скобло. Америка и СССР. Доклад с Нью-Йорка.

Прив.-доц. К. Х. Кекчеев. Механизация умственного труда.

Н. Н. Гусев. Как работал Л. Н. Толстой. (Из воспоминаний его секретаря) Из жизни науки. \* Библиография.

Подписка принимается: Госиздат, Москва, центр, Рождество. 1928 г., т. 4-8. 19

---

---

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

---

---

## НОВОЕ О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ <sup>1)</sup>

*Р. А. Милликэн и Дж. Х. Кэмерон.*

Под космическим излучением понимают ту малую часть „проникающего излучения“, которая имеет космическое происхождение. Главная цель этой статьи заключается в том, чтобы дать предварительный отчет о самой последней работе, которая проливает новый свет на свойства этих необыкновенных лучей и которая показывает, что существуют еще более жесткие лучи, нежели открытые передэтим, — именно лучи, обладающие способностью проникать 190 футов в воде или около 16,7 футов (5 м) в свинце, прежде чем быть совершенно поглощенными.

Так как еще недавно — всего только прошлым летом — некоторые из передовых физиков высказывали сомнение в самом существовании каких бы то ни было лучей, имеющих определенно космическое происхождение, и так как до настоящего момента некоторые наблюдатели, заслуживающие безусловного доверия, как, например, Сван <sup>2)</sup>, Гофман <sup>3)</sup>,

---

<sup>1)</sup> Эта статья представляет собой, с некоторыми изменениями, речь, произнесенную Милликэном на съезде Британской ассоциации в Лидсе 2 сентября 1927 г. *Nature, Suppl., Jan., 7, 1928, p. 19.*

<sup>2)</sup> Сван (*Swann, Phys. Rev., 29, 372, 1927*) находит, что ионизация, вызванная такими лучами на вершине горы Пайк Пик, составляет 0,75 ионов в см<sup>3</sup> в секунду, между тем как мы нашли в том же месте число, близкое к 5 ионам.

<sup>3)</sup> Гофман (*Hoffman, Ann. d. Phys., 82, 413, 1927*) находит, что при допущении, основанном на открытии Кольгерстера (*Kohlhörster*,

Кольгерстер и мы, в оценке интенсивности космического излучения, если оно существует, расходятся иногда в 8—10 раз, — то нашей первой задачей будет дать очень краткое изложение аргументации, имевшейся ко времени этих опытов, и затем посмотреть, как дополняются эти аргументы новыми данными.

Такой порядок изложения имеет еще и то преимущество, что он будет служить прекрасной иллюстрацией того медленного, шаг за шагом развивающегося процесса, при помощи которого наука двигается вперед. В этом процессе каждый экспериментатор основывается на прошлом и, если ему удастся, делает, по сравнению со своими предшественниками, небольшое движение вперед. Таким путем человечество в своем понимании природы почувствовало себя, наконец, на вершине могущества, не сознавая в то же время о тех отдельных моментах, в которых скрыты зачатки этого развития. Со времен греческой мифологии и до сих пор было сделано очень мало таких открытий, которые появились во весь рост в уме одного человека.

#### ПРЕЖНИЕ РАБОТЫ О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ.

Начало изучению сильно „проницающих излучений“ вблизи земной поверхности было положено в 1903 г., когда эти лучи были обнаружены и названы так Мак Леннаном<sup>1)</sup>, Резерфордом<sup>2)</sup> и их сотрудниками, которые нашли, что скорость разряда электроскопа может быть значительно уменьшена, если окружить электроскоп целым рядом ширм из свинца во много сантиметров толщиной; таким образом было показано, что существующие в атмосфере лучи обладают спо-

---

ZS. f. Phys., 36, 147, 1926), согласно которому коэффициент абсорбции является величиной постоянной и что  $\mu_{H_2O} = 22 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , ионизация на уровне моря составляет 0,29 в  $\text{см}^3$  в секунду. С другой стороны, мы (Phys. Rev., 28, 851, 1926) нашли, что коэффициент абсорбции — величина переменная (т. е., что лучи неоднородные) и что ионизация на уровне моря составляет 1,4 иона.

<sup>1)</sup> Mc Lennan and Burton, Phys. Rev., 16, 184 (1903).

<sup>2)</sup> Rutherford and Cooke, Phys. Rev., 16, 183 (1903).

способностью проникновения через такие толстые экраны, в соответствии с чем они и были названы „проникающим излучением“.

Следующий важный шаг был сделан швейцарским физиком Гоккелем<sup>1)</sup>, который в 1910 году первый поднялся с защищенным электроскопом на воздушном шаре на высоту около 4500 м и нашел, вопреки ожиданию, что на этой высоте излучение значительно сильнее, чем у земной поверхности; этот факт сразу заставил признать, что если не все излучение, то по крайней мере часть его имеет вне-земное происхождение, и что достигает оно земной атмосферы сверху; эта мысль была высказана Ричардсоном<sup>2)</sup> еще в 1906 г.

В течение следующих четырех лет Гесс<sup>3)</sup> в Австрии и Кольгерстер<sup>4)</sup> в Германии сделали новые полеты, подобные полету Гоккеля, проверили его результаты и большее внимание обратили на количественную сторону дела. Кольгерстер делал наблюдения до высоты поднятия в 9000 м и нашел, что скорость разряда медленно убывает приблизительно до 1000 м и затем возрастает, достигая на высоте 9000 м семикратного значения величины, наблюдаемой на земной поверхности, или, более точно, на 80 ионов больше, чем на поверхности, как это и указывает Кольгерстер в своей работе.

Война приостановила на время дальнейшие исследования, но осенью 1921 и весной 1922 г. Милликэн и Боуэн<sup>5)</sup> сделали следующий шаг, пустивши воздушные шары с самопишущими электроскопами, причем была достигнута высота около 15500 м, т. е. более, чем девять десятых расстояния до верхних слоев атмосферы, если эту высоту оценивать по количеству оставшегося внизу воздуха. Эти полеты позволили проверить результаты, полученные европейскими на-

---

<sup>1)</sup> Gockel, Phys. ZS. 11, 230 (1910).

<sup>2)</sup> O. W. Richardson, Nature, 73, 607 и 74, 55 (1906).

<sup>3)</sup> Hess, Phys. ZS, 12, 998 (1911) и 13, 1084 (1912).

<sup>4)</sup> Kolhörster, Phys. ZS, 14, 1153 (1913); Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., July 30, 1914.

<sup>5)</sup> Millikan and Bowen, Phys. Rev., 22, 198 (1923) и 27, 353 (1926).

блюдателями, и показали, что до этой высоты скорость разряда возрастает, хотя значения этой скорости, полученные при новых наблюдениях, оказались гораздо меньшими, чем вычисленные из прежних наблюдений до высоты в 9000 м; это показывает, что „проникающие лучи“, если они происходят откуда-то сверху, являются в действительности гораздо более проникающими, чем это считалось до сих пор. Но если лучи происходят сверху, то ионизация внутри герметически закрытого электроскопа должна возрастать по экспоненциальному закону, т. е. в геометрической прогрессии, с приближением к верхнему слою атмосферы, и эти подъемы на большую высоту имели и имеют теперь особенно большое значение. Они дают совершенно определенное и надежное представление о верхнем пределе коэффициента абсорбции лучей, попадающих в атмосферу, если только такие лучи действительно существуют.

Однако тот факт, что общий разряд электроскопов при этих полетах составлял только около одной четвертой того, что можно было ожидать в случае принятия коэффициентов абсорбции, вычисленных на основании гипотезы о космических лучах из данных Гесса и Кольгерстера, — этот факт указывает, что причина явления несколько иная. До самого последнего времени возрастающая скорость разряда с высотой была единственным явлением, на котором покоилась гипотеза относительно космического происхождения лучей. Однако возможны были и другие предположения, и они на самом деле высказывались; предполагалось, например, что некоторые радиоактивные частицы неизвестного происхождения являются распространенными в верхних областях атмосферы. Такое допущение можно было бы проверить непосредственно при помощи прямых измерений коэффициента абсорбции проникающих лучей скорее, чем при помощи попыток вычислить эти коэффициенты, как это делалось ранее, на основании допущения, что лучи входят в атмосферу сверху. Если бы лучи имели радиоактивное происхождение, то вряд ли они могли быть значительно более жесткими, чем лучи известных радиоактивных веществ, как, например, торий *D* или радий *C*.

Следующий шаг был сделан летом 1923 г., когда Кольгерстер<sup>1)</sup> в Европе и Милликэн и Отис<sup>2)</sup> в Америке независимо друг от друга сделали первые прямые измерения абсорбции с иными материалами, чем атмосферный воздух, — первый в Альпийских ледниках и в мелких водоемах, лежащих на уровне моря, и последний в толстых свинцовых экранах на вершине горы Пайк Пик — все это с целью пролить свет на возможное происхождение проникающих лучей.

Кольгерстер в результате своих опытов в ледниках находит коэффициент абсорбции равным 0,25 на метр воды или приблизительно половине найденной ранее величины, т. е. 0,55, чем и исключается расхождение между величинами, найденными при его полетах и при наших опытах с воздушным шаром. В своей статье, посвященной описанию этой работы, он утверждает, что его опыты определенно указывают на существовании  $\gamma$ -лучей с коэффициентом абсорбции, составляющим около одной десятой коэффициента абсорбции самых жестких из известных  $\gamma$ -лучей (4,1 на 1 м воды<sup>3)</sup>), но с большой осторожностью говорит об их происхождении. После рассмотрения различных возможностей он говорит, что „в последнее время все более и более склоняются к мысли, что проникающие лучи представляют собой явление, происхождение которого следует искать в мировом пространстве<sup>4)</sup>“.

С другой стороны, Милликэн и Отис на основании своих новых данных об абсорбции на горе Пайк Пик заключили, что, если бы какие-либо из проникающих лучей, обнаруженных на горе Пик, имели космическое происхождение, они должны были бы быть более проникающими или

---

<sup>1)</sup> Kolhörster, Sitz. Ber. d. Preuss. Akad., 34, 366, Dec. 20 (1923).

<sup>2)</sup> Millikan and Otis. Phys. Rev., 23, 778 (1924) и 28, 851 (1926).

<sup>3)</sup> Kovarik and Mc Keehan, Radioactivity, Bull. Nat. Res. Council p. 114 (1925).

<sup>4)</sup> „Neuerdings neigt man immer der Ansicht zu, die Höhenstrahlung als eine Erscheinung aufzufassen, deren Ursprung im Kosmos zu suchen ist“. И далее: „Da für die erstere Auffassung der Höhenstrahlung als einer aus den höheren Atmosphärenschichten stammenden bisher keinerlei direkte Andeutung gefunden wurde, so sprechen die augenblicklichen Verhältnisse mehr zugunsten einer kosmischen Erklärung“.

менее интенсивными, чем это соответствует даже уменьшенным величинам, найденным Кольгерстером, именно 2 иона на уровне моря и коэффициент абсорбции — 0,25 на 1 м воды. Средний коэффициент излучения, который они нашли на горе Пайк Пик, оказался лишь слегка меньшим, чем у тория *D*, и большая часть излучения имела, вероятно, местное происхождение. Они обнаружили в этих опытах новое свидетельство существования лучей космического происхождения. В самом деле, вплоть до 1925 г. ни в какой стране, как об этом можно судить по литературе, не чувствовалось уверенности в том, что существование лучей космического происхождения является доказанным. Возрастание ионизации в защищенных сосудах почти до 15 км было несомненным фактом, так что опыты Кольгерстера в ледниках были благоприятны для космического толкования; однако возможности загрязнений ледников радиоактивными веществами являются далеко не малыми, а также и сама неправильная форма ледников, равно как и их близость к земле, не годились для точной работы с измерениями коэффициентов абсорбции.

Дальше Гофман<sup>1)</sup> в Германии с его необыкновенно тонкой техникой высказался в 1925 г. против существования лучей космического происхождения. Сванн<sup>2)</sup> в Америке также выступил с утверждением, что работы его самого и сотрудников, касающиеся ионизации в сосудах при давлениях до 75 атм., являются несовместимыми с космическим толкованием проникающего излучения.

#### НАБЛЮДЕНИЯ В ГОРНЫХ ОЗЕРАХ.

Однако в 1925 г. Милликэн и Кэмерон получили несомненное с их точки зрения доказательство, что проникающее излучение имеет космическое происхождение. Действительно, это излучение оказалось более слабым и более

---

<sup>1)</sup> Hoffmann, Phys. ZS, 26, 40, 669 (1925).

<sup>2)</sup> Downey, Phys. Rev., 20, 186 (1922). Fruth, Phys. Rev., 22, 109 (1923).



проникающим, чем это следовало из предыдущих оценок: ионизирующая способность на уровне моря оказывается равной только 1,4 иона в  $1 \text{ см}^3$  в сек., а коэффициент абсорбции становится равным всего лишь 0,18 на 1 м воды; это излучение имеет определенное спектральное распределение, причём наибольшие длины волн, вычисленные по формуле Комптона (А. Н. Compton), лежат около  $\lambda = 0,00063 \text{ \AA}$ , а наименьшие — около  $\lambda = 0,00038 \text{ \AA}$ . Последняя составляет всего лишь одну тридцатую длины волны самых жестких  $\gamma$ -лучей.

Эти опыты состояли в погружении изолированных электроскопов в глубокие, расположенные на больших высотах и окруженные снегом озера, причём в одном частном случае, в озере Мюр (высота 3590 м), было найдено, что ионизация постепенно убывает с глубиной, от 13,3 ионов в  $1 \text{ см}^3$  в сек. на поверхности до 3,6 ионов на глубине 60 футов (18 м); ниже этой точки чувствительность употреблявшихся тогда инструментов не давала возможности проследить дальнейшего уменьшения ионизации. Таким образом здесь впервые определенно был получен на электроскопе нуль, т. е. влияние всех внешних излучений было вполне исключено, и результаты, следовательно, начали показывать, что будет вполне возможно с уверенностью делать определения абсолютного значения проникающей радиации.

Этот опыт, в той его части, которую мы пока описали, доказывает либо существование на поверхности озера проникающей радиации такой жесткости, что она оказывается способной проходить на глубину 18 м, прежде чем быть совершенно абсорбированной, — либо еще какое-то очень странное распределение радиоактивности в воде озера.

Вскоре вслед за этим, когда нам пришлось делать такие же наблюдения на другой глубине снежного озера, расположенного на 450 км южнее и на 2060 м ниже, мы получили такую же кривую, с той лишь разницей, что каждый отсчет соответствовал перемеще-

нию как раз на 6 футов вверх. Но 6 футов воды по своей абсорбционной способности, при условии, что закон абсорбции массами имеет силу, оказываются в точности эквивалентными слою атмосферы, лежащему между высотами 3590 м и 1530 м.

Этот опыт, дополненный другими подобными же открытиями, определенно доказывает, таким образом, три положения.

Первое — это то, что эффект на озере Мюр не является зависящим от какой-либо радиоактивности, которая распределена в воде каким-то особым образом. Второе — это то, что источник лучей вовсе не находится в слое атмосферы между двумя высотами, ибо этот слой действует как абсорбционная среда, имеющая в точности ту абсорбцию, какая должна была бы быть в том случае, когда лучи целиком идут сверху. И наконец третье — это то, что в различных местностях, отстоящих друг от друга на 450 км, лучи действуют совершенно одинаково на одних и тех же высотах.

Эти факты, вместе с дальнейшими наблюдениями, сделанными до и после этого, показавшие, что в пределах наших ошибок опыта лучи попадают сюда в равной степени из всех направлений от неба, и дополненные наконец тем обстоятельством, что наблюдаемый коэффициент абсорбции и общая ионизация под действием космических лучей на высоте озера Мюр удовлетворительно предсказывают те результаты, которые были получены при полете воздушного шара на высоту 15,5 км, — все это составляет прекрасное и бесспорное доказательство, что эти лучи не происходят из нашей атмосферы, во всяком случае из слоев ниже девяти десятых ее, и поэтому с полным правом могут быть называемы „космическими лучами“ — этим наиболее описательным и наиболее подходящим именем, придуманным для той части лучей, которые попадают сюда с неба. Мы рассмотрим, насколько бесспорным представится доказательство после того, как будут изложены наши новые результаты.

Эти результаты получены из двух групп опытов, одна из которых была проделана на Андских горах в Боливии на высотах 4600 м осенью 1926 г. и другая — в озерах Арроухид и Джем в Калифорнии летом 1927 г.

#### ПРОНИЦАЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА АНДСКИХ ГОРАХ.

Опыты на Андских горах преследовали четыре главных цели: 1) Посмотреть, будут ли совпадать друг с другом кривые зависимости ионизации от высоты, полученные в озерах южного и северного полушарий. Эти кривые были особенно чувствительны в очень высоко расположенных озерах, достижимых в Андских горах, так что спектральное распределение могло быть исследовано более тщательно, чем в 1925 г. Если бы кривые северного и южного полушарий совпадали, то тем самым были бы получены весьма важные данные против предположения о возможности возникновения проникающих лучей под действием быстрых  $\beta$ -лучей на самые верхние слои нашей атмосферы, т. е. ту единственную гипотезу, которая видит источник этих лучей в последней десятой части воздуха, окружающего землю. Для таких  $\beta$ -лучей можно было бы ожидать влияние земного магнитного поля, так что над полюсами должно бы быть более сильное излучение, чем над экватором. На  $17^\circ$  южн. широты мы были бы вполне защищены от такого полярного влияния, особенно если бы мы могли поместиться в подходящих впадинах на высоких горах. 2) Чтобы подвергнуть проверке гипотезу Вильсона (C. T. R. Wilson), согласно которой эти лучи возникают благодаря воздействию на атмосферу земли электронов, обладающих скоростями во много миллионов вольт и образующихся во время гроз. Озера, расположенные в соответствующих впадинах на Андских горах, были бы вполне защищены от подобных влияний. Точно так же сравнение лучей, наблюдаемых в грозных местностях, с лучами, наблюдаемыми в обширных областях, подобных Калифорнии, которые являются сравнительно свободными от грозных явлений, могло бы доставить поверочные данные на этот счет. 3) Чтобы при определении,

как было указано выше, нулевых положений новых электро-скопов получить новые данные для проверки полученной нами величины ионизации, которая вызывается космическими лучами на уровне моря; эта величина до сего времени все еще колеблется в широких пределах в результатах различных наблюдателей. 4) Чтобы поместиться в соответствующих впадинах или долинах на очень высоких горах, где лучи в три или четыре раза более интенсивны, чем на уровне моря, и чтобы проделать там более надежные опыты над непосредственным действием космических лучей — в частности посмотреть, не является ли Млечный путь более или менее эффективным в посылке этих лучей на землю, чем другие части неба.

На все эти четыре пункта мы получили, несмотря на несчастные случаи с двумя электроскопами, удовлетворительный и определенный ответ.

Что касается (1), то мы получили на поверхности озера Титикака (выс. 3 822 м) данные, очень соответствующие результатам, полученным на озере Мюр в Калифорнии. Точно так же и на озере Мигвилла вблизи Караколеса в Боливии (выс. 4 500 м), мы получили данные, которые удовлетворительно укладываются на экстраполированную кривую для озера Мюр. Таким образом, если на кривых зависимости ионизации от высоты и имеются какие-либо различия, зависящие от географического положения, то они остаются за пределами нашей настоящей наблюдательной техники.

Что касается (2), то озеро Мигвилла является маленьким озером, со всех сторон окруженным горами, имеющими по несколько тысяч футов высоты. Оно, повидимому, вполне защищено от лучей, имеющих происхождение от гроз, где-либо на земле. Далее мы предприняли вдаль от берегов Центральной Америки длинный ряд наблюдений в помещении для радиотелеграфа на корабле в одну из ночей, когда вдоль берега происходили вспышки молнии, сравнили эти результаты с наблюдениями, сделанные на калифорнийском берегу, который является почти совершенно свободным от гроз, и не обнаружили при этом ни малейших различий.

Таким образом гипотеза Вильсона является совершенно определенно исключенной.

По (3) мы определили нулевые положения двух наших электроскопов, опуская их на достаточную глубину, и затем на корабле проделали тщательные наблюдения на уровне моря на всех путях от Моллендо и Перу до Лос Анежелса. Мы не нашли в отсчетах на уровне моря никаких изменений с географическим положением, и обнаружили только незначительные различия между ионизациями в различных инструментах, хотя, они имели стенки из различного материала и их объемы относились почти как 1:2. Средняя величина ионизации на уровне моря, таким образом непосредственно наблюдаемая, оказалась только на несколько десятых иона выше средней величины ионизации на уровне моря под действием космических лучей, полученной при помощи двух кривых нашего предыдущего отсчета. Эти значения были: 1,4 для электроскопа № 1, 1,6 для электроскопа № 3 и 1,5 — средняя величина, которая является, таким образом, приблизительно проверенной, хотя все еще неточно (см. ниже), так как ионизация благодаря радиоактивным веществам в воздухе над океаном должна быть очень малой. Главная недостоверность в этой величине 1,5 для ионизации на уровне моря лежала в определении емкостей электроскопов и в неизвестности влияния стенок электроскопов. О последнем влиянии мы дадим отчет далее.

Что касается (4), то мы предприняли два ряда длинных наблюдений, каждое из которых продолжалось по три дня, на высоте 15 400 футов (4 620 м) в глубокой долине, из которой Млечный путь был виден в течение 5—6 часов и затем скрывался из поля зрения на следующие 6 часов. Интенсивность космических лучей, которые попадали в наши электроскопы в этой долине, была равна 3,6. Мы не могли открыть совсем никакой разницы в наших отсчетах как в то время, когда Млечный путь находился над головой, так и в том случае, когда он был не виден. Наша ошибка в средних величинах этих отсчетов едва ли могла быть более, чем 0,1 иона.

Даже в том случае, если бы мы делали вдвое большую ошибку, мы могли бы заключить в конце концов, что Млечный путь не оказывает на космические лучи такого влияния, которое наши инструменты могли бы в настоящее время открыть. А это означает, что лучи, идущие от Млечного пути, по своей интенсивности не будут отличаться больше чем на 6 % от интенсивности лучей, идущих с той части неба, которая находится под прямым углом к Млечному пути. Это находится в согласии с нашими прежними менее точными измерениями, а также и с недавней весьма тщательной работой на уровне моря Гофмана и Штейнке<sup>1)</sup>, которые совсем не нашли никакого влияния направления на космические лучи; но это не согласуется с результатами, которые были сообщены Бюттнером<sup>2)</sup> и Кольгерстером<sup>3)</sup>.

Как бы то ни было, но настоящая работа была сделана при таких благоприятных условиях, какие только были возможны. Представлялось чрезвычайно важным получить бесспорные данные относительно направления космических лучей, ибо нельзя было сделать никакого достоверного заключения о происхождении лучей до тех пор, пока не найдено место, откуда лучи исходят. До сих пор это место установлено не было, так что в близком будущем предстояло сделать более чувствительные опыты на этот счет.

#### Наблюдения в горных озерах в Калифорнии.

Предметом новой группы опытов в озерах Арроухид и Джем, начатых в начале 1927 г., было повторение опытов с еще более чувствительными электроскопами и увеличение точности определения констант электроскопов, так, чтобы можно было внести большую точность в работу с космическими лучами и всю задачу поставить на более строгий количественный базис.

---

<sup>1)</sup> Steinke, ZS. f. Phys. 42, 570 (1927).

<sup>2)</sup> Büttner, ZS. f. Geophys., 2, 190 (1926).

<sup>3)</sup> Kolhörster, Naturwissenschaften, 14, 936 (1926).

Как было указано ранее, различные наблюдатели были все еще далеки от того, чтобы знать абсолютную величину ионизации, хотя значительная группа среди нас находит, что ионизация на уровне моря лежит между одним и двумя ионами. Однако едва ли это можно назвать количественным согласием. Впрочем его и нельзя было ожидать, так как никакие наблюдатели, кроме нас, до сих пор не были в состоянии определить нулевое положение их инструментов, так что все величины ионизации, кроме наших, можно считать скорее оценками, чем измерениями. Далее, в наших собственных величинах возможна была ошибка на 10% — а может быть и меньше — в определении емкостей электроскопов.

Что касается до средних коэффициентов абсорбции, то между величинами Кольгерстера и нашими существует теперь известное согласие, но, кроме нас, никем не была обнаружена неоднородность лучей, хотя последние результаты Гофмана и Штейнке приводят их к подтверждению наших открытий и к предположению, что в смеси космических лучей могут существовать даже более жесткие лучи, нежели обнаруженные нами. Мы нашли, что последние имеют коэффициент абсорбции равный 0,18 на 1 м воды, что соответствует — если для вычисления пользоваться уравнениями Комптона — длине волны  $0,00038 \text{ \AA}$  или потенциалу 32 600 000 V. Гофман<sup>1)</sup> для объяснения своих последних наблюдений на уровне моря допускает существование компонент, соответствующих длине волны, вычисленной таким же путем,  $0,00029 \text{ \AA}$  или потенциалу 41 000 000 V.

С целью более точного определения интенсивностей космических лучей и более отчетливого изучения их спектрального распределения, мы начали осенью 1926 г. строить новые электроскопы с гораздо большей чувствительностью к космическим лучам; мы хотели, в частности, сделать испытания на существование еще более жестких лучей, чем те, которые можно было обнаружить нашими инстру-

---

<sup>1)</sup> Hoffmann, Ann. d. Phys., 82, 417 (1927).

ментами прежней чувствительности; подозревать же существование еще более жестких лучей мы могли на основании теоретических соображений. Эти электроскопы будут детально описаны в другом месте. Достаточно будет сказать здесь, что мы можем теперь измерять емкости наших электроскопов до нескольких тысячных (число 0,791 электростатических единиц представляет собой емкость инструмента, с которым мы получили приводимые ниже результаты) и что чувствительность электроскопов к космическим лучам теперь удалось повысить в восемь раз по сравнению с электроскопами, которые мы до сих пор употребляли; так, например, на уровне моря мы получили с нашим электроскопом 11 ионов, вызванных космическими лучами, вместо 1,4, и на озере Мюр — 40 вместо 5.

В опытах с таким электроскопом, которые мы вели прошлым летом на озере Джем, ионизация у поверхности озера была 33,6 в 1 см<sup>3</sup> в сек. и убывала с глубиной регулярно и совершенно плавно до нулевого значения 2,6. Но это асимптотическое значение кривой зависимости ионизации от глубины было достигнуто лишь на глубине 50 м вместо тех 16,2 м, которые получились в наших предыдущих опытах на горе Арроухид в 1925 г. Это не надо понимать как разногласие между двумя группами результатов; это означает только, что ординаты ионизационной кривой теперь увеличились в 8 раз благодаря повышению чувствительности. Несмотря на это, точки, выражающие зависимость ионизации от глубины и полученные при помощи нового электроскопа, гораздо лучше укладываются на кривой, т. е. являются менее разбросанными, чем это было в предыдущем случае.

Таким образом, благодаря усовершенствованию техники, действительная чувствительность оказалась увеличенной значительно более, чем в 8 раз. Следовательно, только благодаря этой повышенной чувствительности и точности измерений теперь ясно стала заметна та ионизация в слое воды между 16 м и 57 м, которая раньше была скрыта от наблюдений.



Если принять во внимание абсорбцию лучей атмосферой, расположенной над озером Джем и эквивалентной 7,45 м воды, то можно сказать, что новыми опытами обнаружены лучи, обладающие способностью проникновения через 57 м воды или 5 м свинца, прежде чем быть совершенно поглощенными.

Новую кривую можно было анализировать для изучения спектрального распределения гораздо более надежно, чем в предыдущем случае. При этом мы с большим удовлетворением могли констатировать, что в результате анализа по прежнему методу часть излучения, исследованная на возвышенности Арроухид, имеет в точности такой же коэффициент, какой получился в той же области из предыдущей кривой, именно 0,23 на 1 м воды; нижняя же часть кривой приводит к коэффициенту 0,1 на 1 м воды, так что этим самым мы обнаружили лучи почти вдвое более проникающие, чем те, которые были найдены нами раньше. Вычисляя попрежнему, мы находим, что самая короткая длина волны теперь будет  $0,00021 \text{ \AA}$ , а эквивалентный ей ускоряющий потенциал — 59 000 000 V, что значительно превышает оценку, сделанную Гофманом.

Наша общая кривая простирается теперь от коэффициента абсорбции  $\mu=0,25$  на 1 м воды до  $\mu=0,1$  или в эквивалентных длинах волн, вычисленных, как и ранее, от  $0,00053 \text{ \AA}$  до  $0,00021 \text{ \AA}$ , что соответствует интервалу от одной до двух октав. Если вычисления делать по формуле Дирака<sup>1)</sup>, которая, вероятно, является более достоверной, чем формула Комптона, то относительные величины не изменяются, но абсолютные частоты или энергии возрастают на 30%.

Ионизация космическими лучами на уровне моря в этом электрооскопе, приведенная к атмосферному давлению, является той же самой,

---

<sup>1)</sup> Dirac, Proc. Roy. Soc., 109, 206 (1925).

какая была опубликована для электроскопа № 1, именно близка к  $1,4$  иона в  $\text{см}^3$  в сек., и ошибка, которая может здесь быть, для этого электроскопа будет меньше  $1\%$ .

### Источники космических лучей.

Что же можно теперь сказать относительно возможного источника этих необыкновенных лучей? Одна их проникающая способность или частота, вычисленная по какой бы то ни было формуле, очевидно, требует, чтобы лучи были связаны с изменениями, имеющими место внутри самого ядра, так как никакие заряды, расположенные вне ядра, не могут быть связаны энергиями подобной величины. Простейшей гипотезой будет та, на которую мы обратили внимание в статье 1925 г., именно, что эти лучи возникают благодаря непосредственным столкновениям между атомными ядрами и электронами с высокими скоростями. Правда, в случае легких атомов, простой потенциальной энергии отделения электрона от ядра без большего исчезновения массы, чем это до сих пор предполагалось, будет недостаточно для создания лучей подобной жесткости.

Надо принять во внимание, что наиболее сильные из открытых ранее лучей очень близко соответствуют изменению энергии — потере массы, — сопровождающему соединению четырех атомов водорода в один атом гелия, но новые измерения дают лучи практически с вдвое большей энергией, чем эта, и только с  $\frac{1}{15}$  той энергии, которую можно было бы получить при полном превращении в излучение энергию разделения положительных и отрицательных электронов, так что, повидимому, нет прямых экспериментальных оснований для предположения, что этим последним образом происходит уничтожение массы.

Если, тем не менее, во вселенной являются широко распространенными процессы, при которых электроны оказываются наделенными энергией во много миллионов вольт (в качестве такого процесса Вильсон называет грозные

явления на земле), то будет не трудно представить себе, что столкновения таких электронов с ядрами атомов, как бы легки они ни были, будет действовать как источник наблюдаемых лучей. Мы не будем здесь пытаться перечислять возможные причины возникновения электронов с такими высокими скоростями, но, если мы постулируем их существование, то за этим сразу последует и существование космических лучей. В самом деле, из лучших спектроскопических наблюдений астрономы считают теперь, что междузвездное пространство населено не менее, чем одним атомом в каждом кубическом дюйме. Кроме того, из ионизированного состояния атомов кальция, которые были найдены в междузвездном пространстве, Эддингтон<sup>1)</sup>, при помощи определения кинетической энергии находящихся в этом пространстве атомов и электронов, оценивает температуру пространства в  $15\,000^{\circ}\text{C}$ , т. е. получается большая величина, чем поверхностная температура солнца и большинства звезд.

Никаких излучений рассматриваемого здесь типа, если они возникают внутри звезд, также невозможно представить, так как они следуют закону абсорбции массами и, согласно предыдущим опытам, целиком абсорбируются в слое воды толщиной в 190 футов. Эту толщину лучи должны пройти множество раз, прежде чем они достигнут наружной оболочки звезды. Масса, эквивалентная такой толщине, будет пронизана лучами, прошедшими в любом направлении расстояние, равное  $10^9$  световым годам, при допущении, что пространство является усеянным атомами по одному в кубическом дюйме. Если эти рассуждения правильны, то это показывает, что направления к солнцу и звездам, вероятно, не отличаются от других направлений, как источники этих лучей, и все наблюдатели сходятся на том, что по крайней мере в случае солнца его направление будет безразличным.

Если, однако, постулировать электроны с высокими скоростями, как источник этих лучей, то почему бы не допустить, что эти электроны с высокими скоростями сами и

---

<sup>1)</sup> Eddington, „Stars and Atoms“, p. 69 (Oxford Press, 1927).

есть эти лучи? Как допустить существование коротких эфирных волн вообще? Ответ будет таков, что, как мы знаем из опыта, в фотоэлектрическом процессе имеет место обмен энергии между эфирными волнами и электронами без потери ее. Равным образом, согласно данным Эллиса (Ellis), эти квантовые законы будут иметь место совершенно так же внутри ядра, как и во внешней структуре атома. Напротив, превращение энергии в теплоту имеет место главным образом тогда, когда энергия связана с движущимся электроном. Другими словами, коэффициент абсорбции  $\beta$ -лучей будет в 100 и более раз выше, чем коэффициент абсорбции эфирных волн, имеющих ту же самую энергию. Таким образом электроны, пришедшие в движение посредством процесса Комптона или как-либо иначе, очень быстро рассеивают сообщенную им энергию, а потому перенос энергии через пространство в концентрированной форме (которая соответствует высокой проникающей способности) должен иметь место, когда она является в форме эфирных волн.

Следовательно, совершенно бесполезно предполагать, что источником наблюдаемых лучей является бомбардировка воздуха во внешней десятой части атмосферы электронами с высокой скоростью и той же самой максимальной энергией. Если электроны с такими большими скоростями могли бы попасть в верхний слой нашей атмосферы в достаточном количестве, то они действительно произвели бы как раз такие лучи, какие мы наблюдаем; но трудность заключается в том, каким образом эти электроны могли бы дойти к нам из пространства.

Так что скорее эфирные волны с их высокой проникающей способностью, чем электроны с высокими скоростями и сравнительно малой проникающей способностью, достигли бы нашей атмосферы в достаточном количестве. Это возражение было бы недействительным только в том случае, когда электроны с высокими скоростями возникали бы сравнительно близко от нас, например, на солнце или на близких звездах, и, следовательно, расстояние было бы недостаточно велико, чтобы их энергия была рассеяна в виде тепла или преобразована в более проникающие лучи.

Но этот последний случай в точности является тем самым случаем, который был исключен, так как мы не могли обнаружить сколько-нибудь заметное влияние солнца на интенсивность этого излучения.

Ибо, если бы направление к солнцу отличалось от другого направления на небе, как направление, в котором  $\beta$ -лучи высокой скорости были бы в избытке, то, по необходимости, это было бы также направление, в котором космические лучи возникали бы в аномальном избытке. Таким образом, согласно этой теории происхождения космических лучей, совершенно невозможно ограничивать источник этих лучей верхней десятой частью нашей атмосферы или астрономически близкими областями.

#### КОСМИЧЕСКОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ.

Предыдущие рассуждения относительно того расстояния от земли, на котором лучи происходят, с еще большей силой применимо ко всякой гипотезе, предполагающей либо самопроизвольное, либо вызванное извне изменение ядра, не связанное с ударами электронов; ибо материя в верхней десятой части нашей атмосферы должна, по всякой такой гипотезе, быть наделена свойствами, совершенно не похожими на те, которыми обладает материя, непосредственно нас окружающая.

Но пока материю в отдаленных областях вселенной можно представлять, наделенной такими свойствами, которые не обнаруживаются на земле, — было бы нарушением принципа минимума гипотез принимать, что тонкое кольцо материи, находящееся как раз за пределами материи непосредственно нас окружающей, имеет свойства, которыми не обладает материя ни более удаленная, ни более близкая. Следовательно, мы не видим возможного пути для того, чтобы приписать лучам иное происхождение, чем космическое; но если Млечный путь, как источник лучей, не отличается от других частей неба (и наши опыты, на самом деле оказались не в состоянии заметить такое отличие), то тогда лучи должны исходить из областей, рас-

положенных за Млечным путем, т. е. либо от спиральных туманностей, если они являются равномерно распределенными по небу, либо от звездных скоплений.

---

Из результатов наших опытов 1927 г. мы можем теперь вычислить на первое время с достаточной степенью уверенности общую энергию на  $1 \text{ см}^2$  в сек., которая попадает на верхнюю часть земной атмосферы в форме космических лучей. Получается  $3,1 \cdot 10^{-4} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , или как раз одна десятая общей энергии, попадающей в земную атмосферу в форме видимого и теплового излучения звезд.

---

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИЛЫ.

*А. Ф. Иоффе, Ленинград.*

Разработанная Борном и его сотрудниками электрическая теория твердых тел, как известно, вполне правильно описывает ряд свойств кристаллических тел; именно дает константы плотности, упругости, диэлектрическую постоянную, а также симметрию кристалла. Однако подсчитанные из теории силы сцепления превосходят в сотни раз наблюдаемую на практике прочность. Например образец из кристаллической каменной соли разрывается, когда растягивающее напряжение достигает  $0,4 \text{ кг/мм}^2$ , тогда как по электрической теории сил сцепления следует ожидать напряжения равного  $200 \text{ кг/мм}^2$ .

Если мы попытаемся разрушить кристалл электрическими силами, то, как только сила поля внутри кристалла достигнет приблизительно  $300\,000 \text{ V/см}$ , произойдет пробой, тогда как электрическая теория показывает, что только при полях порядка  $100\,000\,000 \text{ V/см}$  сила поля сможет пересилить силу сцепления и вырвать из кристаллической решетки ионы, что и поведет к быстрому разрушению кристалла.

Что касается механической прочности, то противоречие между огромными силами сцепления и малыми значениями прочности можно объяснить тем, что разрыв происходит не одновременно по всему поперечному сечению кристалла. Причину этого можно было искать по предположению

Гриффитца в наличии мельчайших трещин в кристалле. Около острых краев этих трещин напряжения могут в сотни раз превосходить среднее напряжение и вести к дальнейшему росту трещин.

Постепенный рост трещины через все сечение кристалла ведет к тем же последствиям, как и одновременный разрыв кристалла по всему сечению. В то же время ясно, что первый механизм требует значительно меньших сил для разрушения кристалла, нежели второй.

В правильно образованном монокристалле можно ожидать наличия трещин только на внешней поверхности. Опыт показал, что на свежих поверхностях такие неоднородности возникают не мгновенно, а с течением времени. Если вести опыты в условиях непрерывного достаточно быстрого удаления поверхностного слоя кристалла, то можно ожидать, что образование поверхностных трещин будет затруднено, и тем самым частично удастся устранить причину понижения механической прочности. Эту мысль удалось осуществить М. А. Левитской и мне помещением кристалла, который подвергался растяжению, в горячую воду. Таким образом во все время опыта его поверхность непрерывно растворялась. Оказалось что части кристалла, погруженные в воду, обладают значительно большей прочностью, нежели сухие. Даже в тех случаях, когда поперечное сечение сухой части в 20 раз превышало сечение мокрой, разрыв всегда происходил в сухой части. Только когда мокрое поперечное сечение образца путем постепенного растворения доводилось до весьма малой части (от  $\frac{1}{100}$  до  $\frac{1}{400}$ ) сухого, происходил разрыв погруженной в воду части образца. При этом были достигнуты значения разрывной прочности от 30 до 160 кг/мм<sup>2</sup>, которые уже близки к теоретической величине силы сцепления.

Против этих опытов можно было возразить, что к моменту разрыва кристалл претерпевал значительную пластическую деформацию и поэтому измеренные высокие значения прочности относятся не к монокристаллу, а к подвергнутому упрочнению многокристальному образованию.



Для того чтобы устранить это возражение, нами были произведены опыты в несколько иных условиях. При этом мы избежали соприкосновения поверхности образца с водой, так как нельзя быть вполне уверенным в отсутствии влияния воды, как таковой, на механические свойства кристалла, кроме того мы использовали теоретически более простой вид деформации: именно вместо одностороннего растяжения мы применили всестороннее.

Шар из каменной соли осторожно охлаждался в жидком воздухе и затем внезапно погружался в кипящую воду или расплавленный свинец. При этом между внешней нагретой оболочкой и внутренним холодным ядром возникает натяжение, которое в течение нескольких секунд достигает максимума в центре шара.

Это максимальное значение всестороннего натяжения не зависит от диаметра шара и достигает при погружении в кипящую воду  $-25 \text{ кг/мм}^2$ , а в расплавленный свинец  $-70 \text{ кг/мм}^2$ . Так как поверхность шара свободна, радиальные натяжения у поверхности шара возникнуть не могут и поведение шара в описанных условиях не зависит от состояния его поверхности. Поэтому влияние трещин устранено, хотя самые трещины и существуют. Кроме радиальных напряжений, которые на поверхности шара, как мы видели, равны нулю, существует еще и касательное давление, которое хотя и не обращается в нуль, но и не может привести к разрыву горячей поверхности.

Опыты показали, что внезапное нагревание, если приняты меры к тому, чтобы нагревалась вся поверхность, не вызывало трещин в кристалле. Каменная соль выдерживала не разрушаясь растягивающее усилие до  $70 \text{ кг/мм}^2$  ( $7000 \text{ Atm}$ ) в тех случаях, где благодаря соответствующему распределению напряжений устранялось влияние поверхностных трещин. Отсюда мы заключаем, что силы сцепления каменной соли действительно имеют те большие значения, которые получаются из электрической теории твердых тел. Слишком малое значение обычно наблюдаемого предела прочности может быть целиком приписано влиянию поверхностных дефектов.

Аналогичным образом удалось объяснить также противоречие между величинами теоретической и практической электрической прочности. Здесь также слишком малые пробойные напряжения объясняются вторичными эффектами, при устранении которых удалось наблюдать истинную теоретическую прочность, превосходящую в 500 раз прочность, наблюдаемую в обычных условиях. Как причины преждевременного пробоя можно рассматривать: 1) выделяющееся при прохождении тока тепло; 2) образование новых ионов при движении небольшого числа первоначальных ионов (ударная ионизация); 3) неравномерность поля (местные перенапряжения); и 4) рост трещин кристалла из-за механических напряжений, вызванных электрическим полем.

Обе последние причины пробоя изучены в нашей лаборатории А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге, Г. Х. Горовицем и Б. Я. Пинесом и опубликованы в русских и зарубежных журналах.

Первое толкование явления пробоя принадлежит К. Вагнеру и послужило темой многочисленных споров в технических кругах. Все диэлектрики обладают большим температурным коэффициентом электропроводности. Поэтому образующееся в диэлектрике при прохождении тока тепло повышает электропроводность и тем самым увеличивает протекающий через диэлектрик ток, что влечет за собой новое выделение тепла и повышение температуры. Температура диэлектрика поэтому быстро возрастает до тех пор, пока не установится равновесие между выделением тепла внутри диэлектрика и теплоотдачей наружу. Если это равновесное состояние достигается при температуре ниже температуры плавления, то результатом описанного явления явится некоторое разогревание диэлектрика и обусловленное им увеличение потерянной в диэлектрике энергии. Однако, если тепловое равновесие не может быть достигнуто ниже температуры плавления, происходит проплавление а подчас и частичное испарение диэлектрика.

Ясно, что при таком представлении можно ожидать очень сильной зависимости пробойного напряжения от температуры. Чем ближе температура опыта к температуре плавления

ния, тем меньшее напряжение нужно для пробоя. Произведенный в нашем институте В. А. Фоком и Н. Н. Семеновым и одновременно Роговским и Карманом в Аахене подсчет показывает, что пробойное напряжение в интервале от температуры плавления до самых низких температур должно экспоненциально возрастать при понижении температуры, причем показатель в температурном ходе пробойного напряжения должен быть равен приблизительно половине соответствующего показателя в температурной зависимости электропроводности т. е.

$$1) V_d = \frac{L}{T} + B, \quad (1)$$

$$\lg \sigma = \frac{A}{T} + B, \quad (2)$$

где  $L \cong \frac{1}{2} A$ .

Эти заключения равно как и другие следствия тепловой теории пробоя, с большой точностью подтвердились опытами, выполненными А. Ф. Вальтером, Л. Д. Инге и Н. Н. Семеновым со стеклом, каменной солью и фарфором в области высоких температур. Оказалось, что при приближении к температурам плавления пробойное напряжение падает до 50—100 V. Совокупность опытов доказывает с несомненностью, что пробой каменной соли при температуре выше 200° C целиком происходит за счет выделяющегося в диэлектрике тепла. Зависимость логарифма пробойного напряжения от обратной величины абсолютной температуры  $\frac{1}{T}$  в интервале от 200° до 800° C выражается прямой, наклон которой равен приблизительно половине наклона прямой, выражающей зависимость электропроводности от той же величины (рис. 1).

При 200° C наклон прямой резко меняется, и вплоть до температуры жидкого воздуха пробойное напряжение не зависит от температуры. Это обстоятельство указывает на то, что здесь причина пробоя не имеет ничего общего с выделением тепла и проплавлением диэлектрика. В этом

температурном интервале пробой происходит сразу, как только поле достигает некоторой определенной величины, порядка нескольких сот тысяч вольт на сантиметр.

Мои исследования электропроводности кристаллов натолкнули меня на один случай, где в сто раз бóльшие поля не приводили к пробой. Прохождение тока через кальцит и некоторые другие диэлектрики видоизменяет распределение потенциала внутри диэлектрика таким образом, что все падение потенциала приходится на слой очень малой толщины вблизи одного из электродов. Тол-

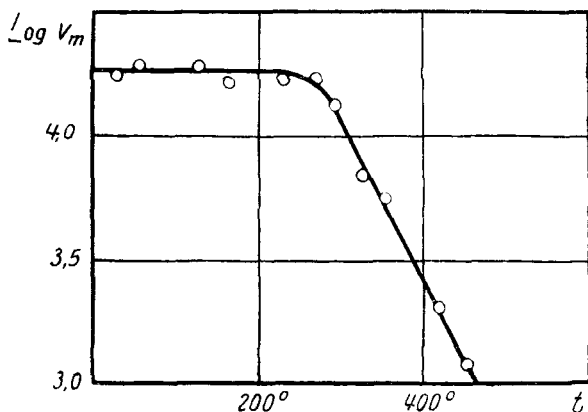


Рис. 1.

щина этого слоя была определена и оказалась от 1 до 10  $\mu$ , тогда как падение потенциала достигает нескольких тысяч вольт. Следовательно, сила поля внутри этого слоя достигает  $10^7$  V/cm.

После того как мы убедились в том, что увеличение пробойного напряжения в таких слоях не может быть объяснено их высоким удельным сопротивлением, мы обратили свое внимание на малую толщину как на возможную причину повышенной прочности поляризационных слоев. Точно так же, как стремительное падение пробойного напряжения при приближении к температуре плавления служит неопровержимым доказательством существования теплового пробоя, так и повышение электрической прочности в области очень

малых толщин можно рассматривать как указание на существование ударной ионизации.

В самом деле, рассмотрим диэлектрик, в котором создано электрическое поле  $\mathcal{E}$ , достаточное для того чтобы при наличии некоторого числа свободных ионов началась ударная ионизация. Для того чтобы накопить необходимую для ионизации энергию, ион должен пройти некоторое расстояние  $\lambda$  и некоторую разность потенциалов  $P$ . Обозначив через  $D$  толщину диэлектрика и через  $V$  приложенную разность потенциалов, мы можем ожидать, что число

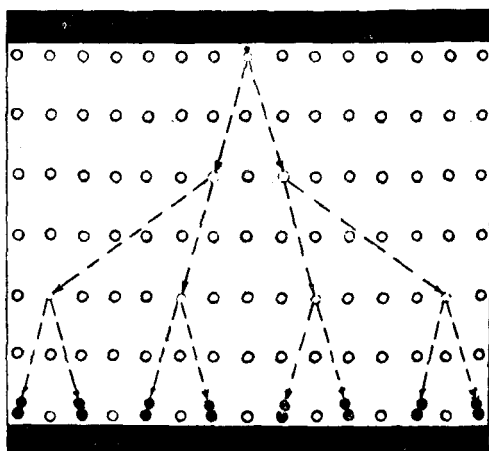


Рис. 2.

ионизаций через столкновение, которое произведет ион на пути от одного из электродов к другому, выразится в виде

$$Z = \frac{D}{\lambda} = \frac{V}{P}. \quad (3)$$

Каждая ионизация удваивает число ионов. Поэтому каждые  $N_0$  ионов, движущихся от одного из электродов, на своем пути производят  $N$  новых, причем

$$N = N_0 2^Z. \quad (4)$$

Вычисление для случая свободных ионов, равномерно рассеянных по всему объему диэлектрика в количестве  $n_0$

ионов в  $1 \text{ см}^3$ , дает среднюю плотность  $n$ -новых ионов в виде

$$n = n_0 \frac{P}{V} \left( e^{\frac{V}{P}} - 1 \right). \quad (5)$$

Пока  $z$  остается малым, ударная ионизация не имеет других последствий, кроме увеличения силы тока и искажения распределения потенциала. Например для

$$z = 5 \quad n \leq 20 n_0$$

$$z = 10 \quad n \leq 4000 n_0$$

$$z = 20 \quad n \leq 10^8 n_0$$

Откуда видно, что приблизительно при  $z = 15$  достигается опасная граница.

Величину пути  $\lambda$ , на котором ион накапливает энергию, достаточную для ионизации, можно оценить в  $10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}$ , т. е. приблизительно в несколько сот молекулярных расстояний. Поэтому если толщина диэлектрика  $D = 1 \text{ мм}$ , — число ионизации достигает

$$Z = \frac{V}{P} = \frac{D}{\lambda} = 10^4,$$

а число вновь образованных ионов

$$n \leq e^{10000} n_0.$$

Совершенно ясно, что при таких условиях ударная ионизация, раз начавшись, неминуемо приведет к пробоям. Условия пробоя в слоях диэлектрика, толщина которых велика по сравнению с  $\lambda$ , является достижением в диэлектрике поля, достаточного для возникновения ударной ионизации.

Совершенно иначе обстоит дело в слоях, толщина которых не слишком велика по сравнению с  $\lambda$ . Здесь все определяется величиной  $n$ . Как условие пробоя мы выдвигаем достижение некоторой определенной средней плотности  $n_x$  ионов внутри диэлектрика. Формула (5) показывает, что пробой должен произойти при определенном  $\frac{V}{P}$ .

Положив для начала, что  $P$  не зависит ни от  $V$  ни от  $\mathcal{E}$ , мы видим, что пробойное напряжение не должно зависеть

от толщины  $D$ , а средняя сила поля  $\mathcal{E} = \frac{V}{D}$  должна быть ей обратно пропорциональна.

Опыты, произведенные К. Д. Синельниковым, И. В. Курчатовым и мной с тонкими слоями стекла, слюды, канифоли, плицина, масла и бензола, дали результаты, приведенные на рис. 3 и 4.

Согласно этим результатам мы должны рассматривать слой толщиной выше  $5 \mu$  как толстые по сравнению с длиной  $\lambda$ , в то время как для слоев, толщиной меньше  $5 \mu$ , применима формула (5). Однако пробойное напряжение не

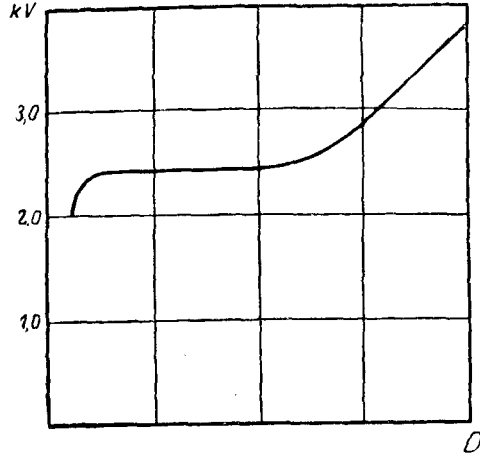


Рис. 3.

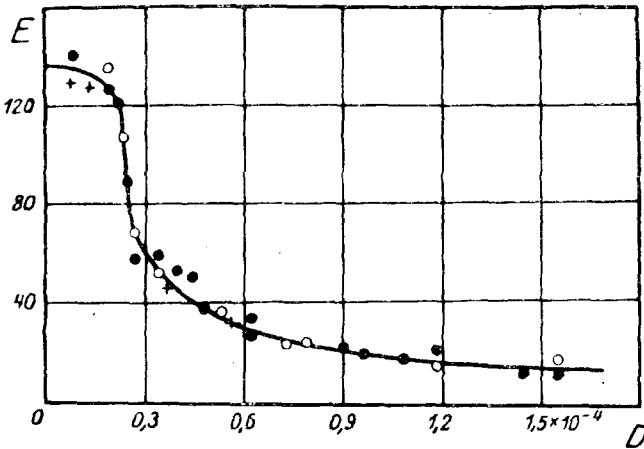


Рис. 4.

прямо связано с ударной ионизацией, основным положением которой является экспоненциальная зависимость числа

вновь образованных ионов от  $\frac{V}{P}$  или  $\frac{D}{\lambda}$ . Число ионов определяется непосредственно из силы тока, текущего через диэлектрик. Поэтому мы перешли к измерению силы тока  $J$  как функций напряжения поля  $\mathcal{E}$  и толщины  $D$ . Опыты показали, что достаточно нескольких секунд для того, чтобы электропроводность диэлектрика заметно уменьшилась за счет выделяющегося в диэлектрике тепла. Поэтому напря-

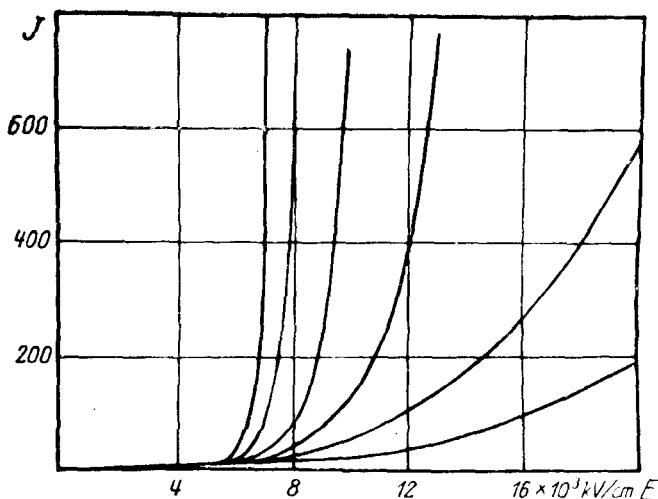


Рис. 5.

жение прикладывалось всего лишь на 0,1 сек. с интервалами в 2 сек. Кривые тока, при ступенчатом поднятии напряжения, снимались струнным гальванометром с фотографической регистрацией. Результаты приведены на рис. 5.

До начала ударной ионизации, т. е. приблизительно до полей порядка  $3 \times 10^5$  V/cm (для стекла), справедлив закон Ома. Выше этой границы возрастание тока с полем тем стремительнее, чем больше толщина, вследствие соотношения:

$$Z = \frac{V}{P} = \frac{\mathcal{E}D}{P}. \quad (6)$$



Каждая точка приведенных кривых позволяет вычислить как  $P$ , так и  $\lambda$ . Кривая, относящаяся к начальному числу ионов  $n_0$ , должна была бы идти после начала ударной ионизации приблизительно горизонтально. Отношение силы тока  $J$ , соответствующего определенной силе поля  $\mathcal{E}$  к силе тока  $J_0$ , который протекал бы в диэлектрике, если бы число ионов оставалось равным  $n_0$ , дает относительное увеличение плотности ионов.

$$\frac{J}{J_0} = \frac{n}{n_0} \quad (7)$$

		$\mathcal{E} = 1,5 \times 10^8 \text{ V/cm}$	$\mathcal{E} = 3 \times 10^7 \text{ V/cm}$
Сила, действующая на ион . . . . .	$F = e \mathcal{E}$	$2,4 \times 10^{-4} \text{ дин}$	$4,8 \times 10^{-7} \text{ дин}$
Расстояние, на котором два иона притягиваются с такой силой . . .	$a = \frac{e}{\sqrt{F}}$	$3 \text{ \AA}$	$70 \text{ \AA}$
Притяжение электронов на $1 \text{ см}^2$ площади . . . . .	$p = \frac{(\mathcal{E} \cdot e)^2}{8\pi}$	$6 \times 10^{10} \text{ дин/см}^2$ $60\,000 \text{ Atm.}$	$2,4 \times 10^5 \text{ дин/см}^2$ $0,24 \text{ Atm}$
Растягивающие усилия между положительными и отрицательными ионами на $1 \text{ см}^2$ площади . . . . .	$z = \frac{(\mathcal{E} \cdot e)^2}{2}$	$8 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2$ $80\,000 \text{ Atm}$	$1,5 \times 10^8 \text{ дин/см}^2$ $150 \text{ Atm}$
Удельная энергия электрического поля в $1 \text{ см}^3$ . . .	$w = \frac{\epsilon(\mathcal{E} \cdot e)^2}{8\pi}$	$6 \times 10^{10} \text{ эрг см}^3$ $1\,600 \text{ cal/см}^3$	$2,4 \times 10^5 \text{ эрг/см}^3$ $6 \times 10^{-3} \text{ cal/см}^3$
Упругая энергия иона (вычислена из длины волны остаточных лучей) . . . . .	$u = \frac{(\mathcal{E} \cdot e^2 \cdot \lambda)^2}{8\pi^2 m c^2}$	$3 \cdot 10^{-18} \text{ эрг}$	$1,5 \times 10^{-18} \text{ эрг}$
Соответствующая этой энергии температура газовой молекулы . . . . .	$T = \frac{2}{3k} \cdot u$	$1\,600^\circ \text{ abs}$	$0,006^\circ \text{ abs}$

После этого остается по формуле (5) вычислить  $P$ . Во-первых, согласно рис. 6,  $P$  оказывается функцией  $\mathcal{E}$ , что, впрочем, и следовало ожидать. Нарастание кинетической энергии иона происходит на пути  $\lambda$ , который содержит большое число атомных расстояний. Поэтому движение иона не может не сопровождаться потерей энергии. Чем выше поле  $\mathcal{E}$ , тем короче путь и тем менее, следовательно, потери энергии. Поэтому достаточно небольшой разности потенциалов  $P$ , для того чтобы ион приобрел нужную для ионизации

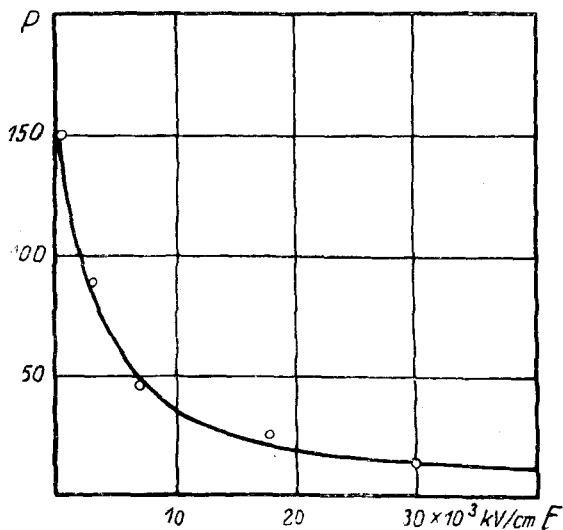


Рис. 6.

энергию  $eP_0$ . При очень больших полях  $P$  приближается к  $P_0$ , а путь  $\lambda$  достигает длины лишь немногих атомных расстояний.

Для того, чтобы обосновать не только качественно, но и количественно верную теорию, мы должны были бы принять во внимание и распределение объемных зарядов, возникающих вследствие ударной ионизации и вызывающих перераспределение потенциала внутри диэлектрика.

В области ударной ионизации также и подвижность ионов не остается постоянной, а представляет собой функцию силы поля; однако все эти поправки, равно как и более

детальное описание механизма ударной ионизации послужат темой более обширного сообщения.

Здесь же мы рассмотрим лишь один вопрос: какие же максимальные значения электрического поля могут быть достигнуты при переходе к все более и более тонким слоям диэлектрика? Нам удалось получить пленки стекла толщиной до  $0,014 \mu$  и листочки слюды до  $0,05 \mu$ . При этом, однако, оказалось, что уже при толщине в  $0,2 \mu$  удается достичь поля в  $150\,000\,000 \text{ V/cm}$ , а при дальнейшем умень-

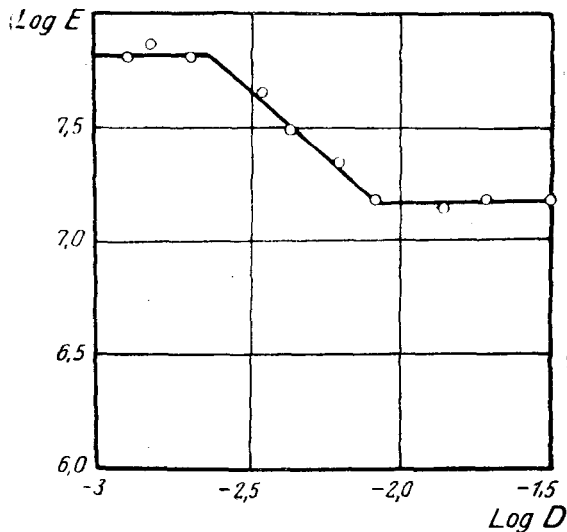


Рис. 7.

шении толщины в 15 раз пробойный градиент остается постоянным. Особенно отчетливо это видно в логарифмических координатах (рис. 7).

Применяя самые различные электроды (латунь, ртуть, сажа, тушь, вода, ионы воздуха), мы убедились, что материал электродов не имеет никакого значения и что причина пробоя лежит внутри диэлектрика.

Мы принимаем, что в этой новой области, где пробойное напряжение не зависит от толщины, выявляется истинная электрическая прочность диэлектрика. Она действительно имеет предсказанную теорией величину около  $10^8 \text{ V/cm}$ .

Упругая энергия иона в поле  $1,5 \times 10^8$  V/cm достигает  $10^{-12}$  эрг, что соответствует кинетической энергии газовой молекулы при  $1660^\circ_{\text{abs}}$ , т. е. при температуре плавления стекла. Нет ничего удивительного в том, что электрическое поле в этих условиях может вырывать ионы, закрепленные в решетке.

В весьма поучительной таблице, приведенной на стр. 151, сопоставлены некоторые данные, относящиеся к достигнутым теперь полям  $1,5 \times 10^8$  V/cm с соответствующими данными для предельных полей в обычных условиях, т. е. для  $3 \times 10^5$  V/cm.

Возможность получать внутри диэлектрика электрические силы, сравнимые по величине с силами сцепления и с силами химическими, позволяет разрешить ряд как теоретических, так и чисто практических проблем.

В настоящее время нами изучаются: диэлектрическая постоянная упругость, остаточные лучи, эффект Штарка, поверхностные силы и пр. в диэлектриках при предельных значениях электрических полей. Описанное явление положено в основу изготовления нового типа изоляторов, конденсаторов и пр.

---

## ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

*Я. И. Френкель, Ленинград.*

### § 1. ТЕОРИЯ ДРУДЕ.

Основным наиболее характерным свойством металлических тел является их электропроводность. В этом отношении они не только количественно превосходят все остальные тела, но и качественно отличаются от них. Прохождение тока через металлы не сопровождается переносом материи в обычном смысле слова, подобно тому, как это имеет место в электролитах. Эта особенность металлической электропроводности была объяснена, вскоре после возникновения электронной теории, тем обстоятельством, что транспорт электричества в металлах осуществляется не ионами, т. е. не заряженными атомами или группами атомов, но „свободными“, т. е. отщепившимися от отдельных атомов и самостоятельно движущимися электронами. Свое количественное оформление теория „свободных“ электронов впервые получила у Друде. В основу своей теории Друде положил аналогию между движением свободных электронов в металлическом теле и движением молекул в газе. В обоих случаях рассматриваемые частицы (электроны или молекулы) не остаются связанными с определенными положениями равновесия, но перемещаются по всему объему, занимаемому соответствующим телом; разница заключается лишь в том, что молекулы газа удерживаются в этом объеме твердыми стенками какого-либо сосуда, тогда как в случае металлического тела роль подобных стенок играет поверхность последнего.

Указанное обстоятельство само по себе не дает еще основания для уподобления свободных электронов в металле молекулам газа (так, например, в случае жидкостей молекулы также не остаются связанными с какими-либо положениями равновесия). Более того: мы имеем все основания считать, что „свободные“ электроны, в противоположность молекулам газа, испытывают все время — со стороны атомов, положительных ионов и друг друга — громадные силы, непрерывно искривляющие их траекторию, между тем как молекулы газа движутся обычно — в интервалах между относительно очень кратковременными столкновениями — прямолинейно и равномерно. Таким образом отождествление движения „свободных“ электронов с движением молекул в газе не имеет разумных оснований. Оно было введено Друде главным образом — если не исключительно — для упрощения расчета.

При этом Друде оставлял открытым вопрос о числе свободных электронов ( $n$  — в единице объема) и длине „свободного пробега“ ( $l$ ), фиксируя а priori лишь их среднюю квадратичную скорость  $v$ , а именно определяя последнюю известным уравнением

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — абсолютная температура. Отсюда, впрочем, тотчас же вытекало, что число свободных электронов должно быть весьма мало в сравнении с числом нейтральных атомов, прочно удерживающих свои электроны. В противном случае теплоемкость металлов была бы значительно более той величины (6 калорий на грамм-атом), которую она имеет согласно закону Дюлонга и Пти и которая вытекает из теоремы о равномерном распределении энергии. В случае твердых тел при низких температурах эта „теорема“ классической статистической механики утрачивает силу; согласно теореме Нернста, теплоемкость твердых тел при убывании температуры стремится к нулю. Напротив того, теплоемкость одноатомного газа сохраняет постоянную величину (3 калории на 1 грамм-атом). Таким образом теория электронного газа, „запертого“ в твер-

дом металлу, могла быть согласована с экспериментальными фактами лишь при условии малости числа свободных электронов в сравнении с числом атомов.

Считая число  $n$  известным, нетрудно вычислить удельную электропроводность металла. Последняя, по Друде, получается следующим образом. При наличии внешнего электрического поля с напряжением  $E$  свободные электроны движутся между двумя столкновениями с ускорением  $w = \frac{eE}{m}$  ( $e$  — заряд,  $m$  — масса электрона), как бы „падавая“ в направлении этого поля. При столкновении электрона с каким-либо атомом (нейтральным или положительно заряженным), первый утрачивает свою кинетическую энергию, передавая ее второму, который вывleяет ее в форме тепла (Джоулево тепло). Добавочная скорость электрона в конце пробега равна  $wt$ , где  $t$  — время пробега. Если эта добавочная скорость мала в сравнении с средней скоростью беспорядочного теплового движения  $v$ , то можно положить  $t = \frac{l}{v}$ . Таким образом для средней величины добавочной скорости, сообщаемой электронам полем  $E$ , мы получаем выражение:

$$u = \frac{1}{2} wt = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{l}{v}.$$

Произведение этой скорости на  $ne$  представляет собой не что иное, как плотность электрического тока, равную по определению  $\sigma E$ , где  $\sigma$  — удельная электропроводность металла. Таким образом для последней получается следующая формула:

$$\sigma = \frac{e^2 nl}{2mv}. \quad (2)$$

Сравнение этой формулы с экспериментальными данными не представляет особого смысла ввиду неизвестности как  $n$ , так и  $l$ .

Друде, однако, не остановился на приведенном результате, но вычислил ту добавочную теплопроводность, которой должны обладать металлические тела благодаря на-

личию в них электронного газа. При этом он сделал гипотезу, что добавочная электронная теплопроводность совпадает с теплопроводностью самого электронного газа, воспользовавшись для последней известной из кинетической теории формулой:

$$\chi = \frac{1}{3} vlc, \quad (3)$$

где  $c$  означает теплоемкость единицы объема газа (при постоянном объеме). В рассматриваемом случае мы имеем

$$c = \frac{3}{2} kn \quad (4)$$

и следовательно

$$\chi = \frac{1}{2} kvnl. \quad (5)$$

Из сравнения этой формулы с (2) получается

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{kmv^2}{e^2},$$

т. е. согласно (1)

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (6)$$

Металлы являются, как известно, не только первоклассными проводниками электричества, но и столь же первоклассными проводниками тепла. Опыт показывает, что отношение полной теплопроводности различных металлов к их электропроводности одинаково для всех металлов при одной и той же температуре и прямо пропорционально последней. Таким образом этот закон, открытый Видеманном и Францем, правильно выражается формулой (6), если в ней подразумевать не добавочную, а полную электропроводность металла. При этом и численное значение коэффициента пропорциональности  $3 \left( \frac{k}{e} \right)^2$  в точности совпадает



с экспериментальным (следует отметить, что отношение  $\frac{\kappa}{\sigma}$  не содержит неизвестных чисел  $n$  и  $l$ ).

Этот результат, представляющий собой на первый взгляд триумф теории Друде, связан в действительности с внутренним противоречием. Для того, чтобы теплопроводность металла сводилась практически нацело к теплопроводности электронного газа, число свободных электронов должно быть очень велико. В самом деле формула (5) основана на предположении, что температура неравномерно нагретого металла определяется кинетической энергией находящихся в соответствующей точке свободных электронов, т. е., другими словами, что атомы в отношении своей тепловой энергии „равняются по свободным электронам“. А это, очевидно, возможно лишь в том случае, если число последних сравнимо с числом первых. Но при таких условиях теплоемкость металлов была бы гораздо больше величины, определяемой, в согласии со статистической механикой, законом Дюлонга и Пти.

## § 2. ТЕОРИЯ ЛОРЕНТЦА.

Теория Друде была усовершенствована Лорентцом, который учел распределение скоростей между электронами, воспользовавшись для этого известным законом Максвелла. Согласно этому закону, число электронов, проекции скоростей которых на координатные оси  $x$ ,  $y$ ,  $z$  лежат в промежутках  $(\xi, \xi + d\xi)$ ,  $(\eta, \eta + d\eta)$ ,  $(\zeta, \zeta + d\zeta)$  равно

$$dn = A e^{-\frac{W}{kT}} d\xi d\eta d\zeta, \quad (7)$$

где  $W = \frac{1}{2} m(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) = \frac{1}{2} mv^2$  — кинетическая энергия электрона, а  $A$  — постоянная, равная

$$A = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2}. \quad (8)$$

Учет максвелловского распределения скоростей сыграл существенную роль при теоретическом объяснении эффекта Ричардсона (испускания электронов раскаленными телами); в теорию же электро- и теплопроводности металлов он внес лишь несущественную поправку. А именно, для  $\sigma$  и  $\chi$  получаются при этом следующие значения

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{e^2 l n}{\sqrt{2\pi m k T}} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{e^2 l n}{m v} \quad (9)$$

$$\chi = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{k T}{2\pi m}} k l n = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{3\pi}} k l n v \quad (10)$$

где  $v$  — средняя квадратичная скорость, определяемая формулой (1). Отношение  $\frac{\chi}{\sigma}$  оказывается в этом случае равным  $2 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T$ , таким образом точная теория дает худшее согласие с опытом, нежели приближенная теория Друде.

Для вычисления  $\sigma$  и  $\chi$  Лорентц воспользовался следующим методом (который мы считаем необходимым изложить, так как он пригодится нам в дальнейшем). При наличии градиента потенциала и температуры (или хотя бы только последнего) в направлении оси  $x$ , максвелловское распределение (7) должно слегка искажаться. Это искажение сводится в первом приближении к тому, что электроны имеют в каждой точке пространства не то распределение скоростей, которое соответствует температуре или потенциалу этой точки, но распределение, соответствующее температуре и потенциалу тех точек, в которых они испытали в последний раз столкновение с атомами (мы предполагаем, следовательно, что то или иное распределение скоростей электронов осуществляется путем подобных столкновений). Электроны, проносящиеся через какую-либо плоскость, перпендикулярную к оси  $x$ -ов, со скоростями, заключенными в интервале  $d\xi$ ,  $d\eta$ ,  $d\zeta$ , испытали последнее столкновение в параллельной ей плоскости, отстоящей от нее на расстоянии  $\Delta x = -\xi t$ , где  $t = \frac{l}{v}$ , — время, протекшее

с момента этого столкновения ( $v = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$ ). Таким образом число электронов рассматриваемого сорта, отнесенное к единице объема, равно не  $f_0(x, W) d\omega$ , где для краткости положено  $Ae^{-\frac{W}{kT}} = f_0(x, W)$  и  $d\omega = d\xi d\eta d\zeta$ , но

$$f(x, W)d\omega = f_0(x + \Delta x, W + \Delta W) d\omega.$$

Здесь  $\Delta W$  обозначает изменение кинетической энергии электрона на отрезке  $\Delta x$ . Ввиду малости последнего, мы можем положить с достаточной степенью точности

$$f_0(x + \Delta x, W + \Delta W) = f_0(x, W) + \left( \frac{\partial f_0}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f_0}{\partial W} \Delta W \right),$$

или, так как

$$\Delta W = eE\Delta x$$

(изменение энергии равно работе действующей силы на отрезке  $\Delta x$ ),

$$f(x, W) = f_0(x, W) - \left( \frac{\partial f_0}{\partial x} + \frac{\partial f_0}{\partial W} eE \right) \xi \frac{l}{v}. \quad (11)$$

Это и есть (приблизительное) выражение того искаженного распределения скоростей, которое происходит от наличия градиента температуры и потенциала в направлении оси  $x$ -ов. Зная функцию  $f(x, W)$ , мы можем вычислить плотность электрического и теплового тока (т. е. количества электричества или кинетической энергии, переносимых электронами в единицу времени через площадку в  $1 \text{ см}^2$ , перпендикулярную к оси  $x$ -ов по формулам:

$$I = e \int \xi f d\omega, \quad Q = \frac{m}{2} \int v^2 \xi f \omega. \quad (12)$$

Предыдущее выражение для электропроводности (9) непосредственно получается из первой из этих формул, в связи

с соотношением  $I = \sigma E$ , при условии  $\frac{dT}{dx} = 0$ . Что же касается теплопроводности, то при ее вычислении по формуле  $Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial x}$  необходимо ввести добавочное условие  $I = 0$  (которое отнюдь не выполняется само собой). Это дает для  $\chi$  выражение (10).

### § 3. ТЕОРИЯ ЗОММЕРФЕЛЬДА.

Как уже отмечалось выше, теория Лорентца не внесла существенного изменения в теорию Друде и, во всяком случае, не устранила основного противоречия между малостью числа свободных электронов, требуемого теплоемкостью, и большой величиной его, вытекающей из теплопроводности. Это противоречие удалось разрешить в прошлом году А. Зоммерфельду, который, сохранив все представление Друде и Лорентца насчет движения электронов в металлах, заменил лишь максвелловское распределение скоростей так называемым распределением Ферми<sup>1)</sup>:

$$f_0 = \frac{\left(\frac{m}{h}\right)^3}{\frac{1}{c} e^{-\frac{W}{kT}} + 1}. \quad (13)$$

Здесь  $h$  означает планковскую постоянную, а  $c$  — определенную, довольно сложную функцию температуры  $T$  и концентрации электронов (т. е. числа их в единице объема)  $n$ . При очень больших значениях  $T$  или очень малых значениях  $n$  эта функция совпадает с введенным выше коэффициентом  $A$ , разделенным на  $\left(\frac{m}{h}\right)^3$ . В противоположном слу-

<sup>1)</sup> О физической сущности распределения Ферми см. ниже, § 4. Заметим здесь, что это распределение вытекает из некоторых общих принципов теории квантов.

чае, т. е. при больших значениях  $n$  и малых значениях  $T$ , функция  $c(n, T)$  определяется из уравнения <sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\lg c\right)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8(\lg c)^2} + \dots\right] = \\ = \left(\frac{h}{m}\right)^3 A = \frac{nh^3}{(2\pi mkT)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

В первом случае  $\frac{1}{c} e^{\frac{W}{kT}}$  оказывается очень большим в сравнении с 1 числом, так что распределение Ферми практически сводится к максвелловскому. Во втором случае  $\frac{1}{c} e^{\frac{W}{kT}}$ , наоборот, мало в сравнении с 1, и мы получаем совершенно иное распределение скоростей, и вместе с тем совсем другой характер зависимости средней кинетической энергии от температуры, нежели тот, который определяется формулой (1). А именно, оказывается:

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT \cdot \frac{2}{5} \lg c \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{(\lg c)^2} + \dots\right]. \quad (15)$$

В частности, при  $T=0$  получается:

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = \frac{3}{10} \frac{h^2}{m} \left(\frac{3}{4\pi} n\right)^{2/3}. \quad (16)$$

Таким образом, согласно распределению Ферми, средняя кинетическая энергия электронов при абсолютном нуле температуры не обращается в нуль, но сохраняет конечное значение, которое тем больше, чем больше концентрация электронного газа. Легко, далее, убедиться, что с повышением температуры эта средняя энергия увеличивается тем медленнее, чем больше ее начальное („нулевое“) значение; при высоких температурах мы возвращаемся к линейной

<sup>1)</sup> Точный вид этого уравнения следующий:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{c \sqrt{x} e^{-x}}{1 + ce^{-x}} dx = \left(\frac{h}{m}\right)^3 A.$$

зависимости классической теории  $\frac{1}{2}mv^2 = kT$ . Эти соотношения представляются графически на рис. 1.

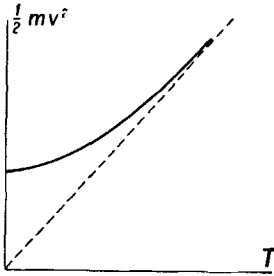


Рис. 1.

Если отождествить число  $n$  с числом атомов в единице объема, т. е. считать, что на каждый металлический атом приходится по одному электрону, то для скорости  $v_0$  получается, согласно формуле (16), значения порядка  $10^8$  см/сек, т. е. сравнимые со скоростями обращения наружных (валентных) электронов в изолированных атомах. Увеличение скорости при переходе от абсолютного нуля к обычным

температурам оказывается весьма незначительным. Для „атомной теплоемкости“ подобного, чрезвычайно плотного электронного газа, получается ничтожная цифра (около одной сотой калории). Таким образом к общей теплоемкости металла „электронный газ“ практически ничего не прибавляет. Что же касается обусловленной им электро- и теплопроводности, то для них получаются следующие приближенные формулы:

$$\sigma = \frac{4\pi e^2 l}{3} \left(\frac{3n}{4\pi}\right)^{2/3} = \sqrt{\frac{3}{5}} \sqrt[3]{\frac{4\pi e^2 n l}{3 m v_0}}; \quad (v \infty v_0) \quad (17)$$

и

$$\chi = \frac{4\pi^3 l k^2 T}{9} \left(\frac{3n}{4\pi}\right)^{2/3} = \frac{\pi^2}{\sqrt{15}} \sqrt[3]{\frac{4\pi k^2 T n l}{3 m v_0}}, \quad (18)$$

откуда следует

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T. \quad (19)$$

Последняя формула находится в превосходном согласии с экспериментальными данными. Этого нельзя, однако, сказать о первых двух, так как в них входит неизвестная величина длины свободного пробега  $l$ . Заметим, что формула (17) имеет, примерно, тот же вид, как и друдовская формула (2) или лорентцова (9). Разница между ними заключается лишь в том, что в прежних формулах скорость  $v$

представлялась относительно небольшой величиной, пропорциональной корню квадратному из абсолютной температуры

(при нормальных температурах  $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \approx 6 \cdot 10^6$  см/сек),

тогда как в формуле (17)  $v_0$  есть постоянная порядка  $10^8$  см/сек. Если число  $n$  электронов также считать постоянным, то зависимость  $\sigma$  от температуры должна всецело сводиться к температурной зависимости длины свободного пробега  $l$ . Опыт показывает, что электропроводность различных металлов в области обычных температур обратно пропорциональна абсолютной температуре. Мы должны, следовательно, иметь

$l = \frac{\text{const}}{T}$ . Что же касается абсолютного значения  $l$ , то под-

ставляя в формулу (17) экспериментальные значения  $\sigma$ , мы получаем для него при  $T = 300$  значение порядка  $10^{-5}$  см. Таким образом свободный пробег электронов в металлическом теле должен иметь, примерно, ту же самую величину, как и свободный пробег молекул в каком-либо газе при нормальной температуре и давлении, т. е. при сравнительно ничтожной концентрации молекул. Пользуясь известной формулой:

$$l = \frac{1}{n \pi r^2}, \quad (20)$$

где  $r$  есть эффективный радиус атомов (мы предполагаем, что электроны вовсе не сталкиваются друг с другом), легко вычислить, что „эффективный радиус“ атомов  $r$ , определяющий величину их отклоняющего действия на электрон, равен (примерно)  $3 \cdot 10^{-9}$  см, т. е. в 10 раз меньше того, который или обычно приписывается и который соответствует среднему расстоянию между соседними атомами в каком-либо металлическом теле. Так как далее число  $n$  от температуры не зависит, то приходится предположить, что этот эффективный радиус изменяется с температурой приблизительно пропорционально квадратному корню из температуры. Получается такое впечатление, как будто бы дело шло не о радиусе атомов, но об амплитуде их тепловых колебаний около положения равновесия. Заметим, что энергия этих колебаний равна  $\alpha r^2$ , где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональ-

ности, характеризующий прочность связи атома с положением равновесия. Таким образом с этой точки зрения свободный пробег электронов  $l$  должен был бы быть обратно пропорциональным тепловой энергии металла (на единицу объема). Тепловая энергия твердых тел, как известно, пропорциональна абсолютной температуре лишь в области средних температур. С понижением температуры она убывает гораздо быстрее последней, так что теплоемкость, т. е. производная энергии по температуре, обращается в нуль при температуре абсолютного нуля. Если, следовательно, предыдущая интерпретация формулы (20) соответствует действительности, т. е. если препятствием в движении электронов через металлическое тело служат не сами атомы, но лишь те сферы, которые описываются их центрами благодаря тепловым колебаниям, то мы должны были бы ожидать на основании формулы (17), что электропроводность с понижением температуры возрастает быстрее, нежели обратно пропорционально последней, а именно, обратно пропорционально тепловой энергии металлов. Этот вывод находится в качественном согласии с опытом. В действительности оказывается, однако, что энергию нужно заменить произведением (атомной) теплоемкости  $c$  на температуру. Этот закон, найденный эмпирически Грюнштейном, выражается формулой

$$\sigma = \frac{\text{const}}{cT}. \quad (21)$$

Отсюда видно, что предыдущая интерпретация лишь качественно подтверждается на опыте.

#### § 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ ПО ПАУЛИ И ФЕРМИ.

Мы не будем вдаваться в более детальный анализ формулы (17), (18), (19) и рассмотрим теперь вкратце физическую сущность того закона распределения скоростей, из которого они вытекают. Этот закон был установлен в 1926 г. молодым итальянским теоретиком Э. Ферми путем распространения на газы так называемого принципа Паули, опре-



деляющего строение отдельных атомов. В более или менее сложных атомах электроны располагаются вокруг центрального ядра в виде ряда „слоев“ или групп, которым соответствуют отдельные „термы“ в рентгеновых спектрах этих атомов<sup>1)</sup>. Первая ближайшая к ядру группа состоит всегда всего лишь из двух электронов („группа *K*“). Следующая *L*-группа содержит 8 электронов. В группе *M*—при полном ее развитии—имеется 18 электронов, и т. д. При этом оба электрона *K*-группы движутся по одноквантовым орбитам (т. е. по орбитам с главным квантовым числом 1), электроны *L*-группы—по двуквантовым, электроны *M*-группы—по трехквантовым, и т. д. Каждая группа делится, вообще говоря, на подгруппы, причем оказывается, что каждой совокупности квантовых чисел (главного, азимутального, внутреннего и магнитного) соответствует не более одного электрона. В этом положении и заключается принцип Паули. Этот принцип можно также формулировать следующим образом: в атоме не может существовать двух или более „эквивалентных“ (в смысле характера своего движения) электронов; каждый электрон чем-либо (т. е. хотя бы одним квантовым числом) отличается от остальных.

При абсолютном нуле температуры атомы находятся в нормальном состоянии, соответствующем минимуму их энергии. Однако минимуму не абсолютному, но относительному, удовлетворяющему принципу Паули (или „правилу эквивалентности“, как его называет сам Паули). Если бы не это ограничение, то все электроны, как бы ни было велико их число, „устроились бы“ на одинаковом—ближайшем—расстоянии от ядра, т. е. стали бы двигаться по одинаковым одноквантовым орбитам. В действительности на этих орбитах есть место всего лишь для двух электронов, при условии, что их магнитные оси имеют противоположные направления<sup>2)</sup>. Остальные электроны вынуждены

<sup>1)</sup> Т. е. энергии, необходимые для извлечения этих электронов наружу.

<sup>2)</sup> О магнитных свойствах электрона и значении их для механики атомов (см. мою статью „Вращающийся электрон“, „Успехи физ. наук“ 1927 г.,

поэтому устраиваться на орбитах более удаленных. Чем и как вынуждены, — мы не знаем, но факт остается фактом. Принцип Паули имеет чисто регулятивный характер, представляя собой основной принцип электронного общежития, своего рода „жилищный закон“ электронного государства. В этом государстве каждой паре электронов отводится отдельное помещение, причем вселение третьего электрона в помещение, занятое подобной „электронной четой“, ни в коем случае не допускается (равно как и „противоестественное сожительство“ двух электронов с одинаково направленными моментами). Некоторые электроны могут, впрочем, оставаться на „холостом“ положении, занимая в единственном числе целую клетку. Величина элементарных помещений, отведенных отдельным электронам или парам электронов в атоме, не может быть выражена в виде какого-либо объема. Ее поэтому характеризуют иначе, приписывая ей определенный равный единице „вес“ (в статистическом смысле этого слова). Несколько „помещений“ с одной и той же энергией (если таковые имеются) объединяются обычно в одно более обширное помещение, „вес“ которого равен сумме их весов.

Классической статистической механике понятие подобных дискретных „помещений“ совершенно чуждо. Она оперирует с непрерывным многообразием пространственных точек и скоростей, допуская а priori возможность любого состояния, т. е. любого положения и любой скорости рассматриваемых частиц. Состояние какой-либо системы, состоящей из большого числа одинаковых частиц, например, электронного газа, о котором шла речь в предыдущем параграфе, характеризуется заданием числа частиц  $f(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$ ,  $dx dy dz d\xi d\eta d\zeta$ , координаты и скорости которых заключены в интервалах  $dx, dy, dz, d\xi, d\eta, d\zeta$ , т. е. формой распределительной функции  $f$ . Этот способ характеристики состоя-

---

в. 3, стр. 202). Если отвлечься от этих магнитных свойств, т. е. электронные орбиты, отличающиеся лишь направлением магнитного момента, считать эквивалентными, то принцип Паули сводится к тому, что каждая орбита может быть представлена в атоме не более, чем в двух экземплярах.

ния сложной системы сохраняется и в новой статистической механике, связанной с теорией квантов, — в тех случаях, когда (как это, например, имеет место в случае электронного или какого-либо другого газа) каждая из рассматриваемых частиц может иметь произвольные координаты и скорости в заданных достаточно широких интервалах. При этом, однако, новой статистикой вносится то существенное дополнение, что эти интервалы подразделяются на элементарные клетки, размеры которых определяются формулой

$$\int dx dy dz d\xi d\eta d\zeta = \left(\frac{h}{m}\right)^3. \quad (22)$$

Эти клетки (форма которых остается неопределенной) и представляют собой в рассматриваемом случае „элементарные помещения“ для отдельных пар электронов в указанном выше смысле. То обстоятельство, что подобные клетки соответствуют отдельным квантовым орбитам, обладая одинаковым с ними статистическим весом (1), было выяснено еще Планком в 1916 г. Перенесение же на них принципа Паули, т. е. „жилищного закона электронного государства“, представляет собой заслугу Ферми.

Посмотрим сначала, что дает теория Паули-Ферми в применении к электронному газу при абсолютном нуле температуры. С точки зрения классической теории, электроны должны были бы при этом находиться в покое в том месте, которое соответствует минимуму потенциальной энергии, т. е. в одной определенной клетке „фазового пространства“  $(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$ . Но это так же невозможно, как размещение всех электронов в атоме на одинаковых одноквантовых орбитах. В действительности в только что указанной „наиболее выгодной“ клетке помещается всего лишь одна пара электронов; другие пары располагаются возможно теснее в клетках с более высокой энергией как кинетической, так и потенциальной. Если последняя одинакова для всего рассматриваемого пространственного объема, то распределение электронов в нем остается равномерным. Обозначим максимальную скорость, которую имеет один из  $N$  электронов в объеме  $V$  при абсолютном нуле через  $v_{max}$ .

В таком случае точки, изображающие электроны в пространстве скоростей (где координатами служат составляющие скорости  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ ), должны лежать внутри или на поверхности шара радиуса  $v_{max}$ , т. е. „в скоростном объеме“  $\frac{4\pi}{3} v_{max}^3$ . Комбинируя этот шар с пространственным объемом  $V$ , мы получаем для общей величины фазового объема произведение:

$$\Phi = \frac{4\pi}{3} v_{max}^3 \cdot V. \quad (23)$$

Так как объем элементарного фазового помещения равен  $\left(\frac{h}{m}\right)^3$ , то число  $Z$  подобных помещений в объеме  $\Phi$  равно:

$$Z = \Phi \left(\frac{m}{h}\right)^3 = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{m}{h} v_{max}\right)^3 V. \quad (24)$$

Что же касается различных помещений, то мы можем себе представить их в виде комбинации пространственного объема  $V$  и концентрических шаровых слоев с одинаковым скоростным объемом:

$$4\pi v^2 \Delta v = \frac{1}{V} \left(\frac{h}{m}\right)^3. \quad (25)$$

При абсолютном нуле температуры число помещений должно совпадать с половиной числа электронов  $N$  (ни одного свободного места!), что соответствует минимальной величине кинетической энергии электронного газа. Полагая в (24)

$Z = \frac{N}{2}$  и  $\frac{N}{V} = n$  (концентрация электронов), получаем:

$$\frac{m}{h} v = \left(\frac{3}{8\pi} n\right)^{1/3}, \quad (26)$$

или следовательно:

$$\frac{1}{2} m v_{max}^2 = \frac{1}{2} \frac{h^2}{m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}. \quad (27)$$

Это есть максимальная энергия одного из электронов при  $T=0$ . Что же касается средней энергии  $\frac{1}{2} m v_0^2$ , то

она получается суммированием величины  $\frac{1}{2} m v^2$  для различных шаровых слоев (25) и разделением на число электронов  $N$ . При больших значениях  $N$  суммирование можно заменить интегрированием, т. е. положить:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \sum \frac{1}{2} m v^2 &= \frac{1}{N} \int_0^{v_{max}} m v^2 \cdot \frac{4\pi v^2 dv}{\frac{1}{V} \left(\frac{h}{m}\right)^3} = \\ &= \frac{1}{n} \left(\frac{m}{h}\right)^3 4\pi m \int_0^{v_{max}} v^4 dv, \end{aligned}$$

что дает, согласно (26):

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{3}{10} \frac{h^2}{m} \left(\frac{3}{8\pi} n\right)^{2/3}. \quad (28)$$

Полученная формула отличается от формулы (16), взятой мною из статьи Ферми (ZS. f. Phys., 36, 910, 1926), заменой  $4\pi$  на  $8\pi$ . Это обстоятельство объясняется тем, что Ферми, а за ним и Зоммерфельд, применяли принцип Паули в не вполне точной форме, а именно отводя элементарные помещения  $\left(\frac{h}{m}\right)^3$  отдельным электронам, а не электронным парам.

Изложенные соображения легко обобщаются на случай  $T > 0$ . При этом число фазовых клеток  $Z$  может быть больше половины числа электронов  $N$ ; таким образом некоторые клетки остаются незаполненными. Вероятность того или иного распределения электронов (не противоречащего принципу Паули) с общей энергией  $W$ , должна быть при этом пропорциональна  $e^{-\frac{W}{kT}}$  или  $e^{-\frac{W-W_0}{kT}}$  (где  $W_0 = N \frac{1}{2} m v_0^2$  энергия при абсолютном нуле). Этот принцип, унаследованный новой квантовой статистикой от классической статистической механики, и приводит к формуле

Ферми (13) для распределения скоростей (с небольшой поправкой, которая сводится к замене  $\left(\frac{h}{m}\right)^3$  в формулах (13) и (14) на  $\frac{1}{2}\left(\frac{h}{m}\right)^3$ .

### § 5. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛАХ.

В 1924 г., т. е. еще до возникновения новой статистики, связанной с принципом Паули, мною была развита электронная теория металлов<sup>1)</sup>, исходящая из того же основного представления, как и теория Зоммерфельда, а именно, что при абсолютном нуле температуры свободные электроны обладают весьма большой кинетической энергией, почти не меняющейся с повышением температуры, и что число этих электронов примерно совпадает с числом атомов.

Указанное представление вытекало из рассмотрения процесса образования твердого (или жидкого) металла путем конденсации паров этого металла.

Металлические пары являются, как известно, непроводниками электричества. Это значит, что никаких свободных электронов они не содержат. Опыт показывает, что наружные электроны металлических атомов слабее связаны с последними, чем в случае металлоидов, образующих в твердом состоянии диэлектрические (непроводящие) тела. Далее, теория Бора указывала на то, что наружные электроны металлических атомов обращаются по сильно вытянутым орбитам, напоминая в этом отношении кометы, в то время как наружные электроны у атомов неметаллических могут быть уподоблены, в отношении формы своих орбит, обыкновенным планетам солнечной системы.

Металлические атомы при взаимодействии с металлоидальными, как известно, отдают последним часть своих

<sup>1)</sup> См. Ж. Р. Ф. О. за 1924 г. ZS. Phys., 1924.

электронов. Эти легко отдаваемые электроны называются обычно валентными, так как числом их определяется положительная валентность соответствующего металла (или иона). Валентные электроны представляют собой, очевидно, не что иное, как те „кометные электроны“, о которых мы только что упоминали. Захват их металлоидальным атомом объясняется не столько непрочностью их связи с материнским (металлическим) атомом, сколько тем обстоятельством, что они, вследствие вытянутости своих орбит, очень удаляются от его центра. Если афелий их невзмущенной эллиптической орбиты находится вблизи металлоидального атома, то они попадают в сферу притяжения последнего и уже не возвращаются обратно. Аналогичным образом кометы солнечной системы могли бы быть захвачены какой-либо другой системой того же типа при достаточном приближении ее к солнцу.

В металлическом паре средние расстояния между атомами весьма велики в сравнении с размерами орбит различных электронов, в том числе и кометных. Поэтому последние остаются прочно связанными с соответствующими атомами. Когда же, при конденсации пара в твердое тело, эти атомы оказываются в непосредственной близости друг к другу, кометные электроны должны залетать из одного атома в соседний. При этом они могут совершать в каждом атоме всего лишь один или — максимум — несколько оборотов (если афелийное расстояние их невзмущенной орбиты недостаточно велико), а затем переходить к одному из близлежащих атомов. Таким образом кометные электроны при конденсации металлического пара превращаются в „блуждающие“ т. е. скитающиеся по всему объему, занимаемому металлическим телом. Эти блуждающие электроны, потерявшие связь с определенными „хозяевами“ и непрерывно переходящие из рук в руки, и представляют собой то, что обычно называется свободными электронами. „Свобода“ их весьма относительна. Из индивидуальной собственности, которой они являются в случае изолированных друг от друга атомов металлического пара, они превращаются в коллективную собственность государства, образованного соедине-

нием этих атомов в жидкое или твердое тело. Но связь их с этим государством отнюдь не слабее, чем с прежними хозяевами; наоборот, она еще более укрепляется, так как каждый блуждающий электрон, поскольку он находится внутри металла, удерживается в нем не одним, а несколькими (соседними) атомами<sup>1)</sup>.

В изолированных атомах наружные — и в том числе кометные — электроны обращаются, как известно, со скоростью порядка  $10^8$  см/сек<sup>2)</sup>.

При конденсации металлического пара они продолжают двигаться со скоростью примерно той же величины и даже, как легко убедиться, несколько большей. В самом деле, чем больше силы, действующие на электроны, тем больше вызываемое ими ускорение, а значит, вообще говоря, и скорость. Это соотношение может быть легко прецизировано при помощи так называемой теоремы вириала. Последняя утверждает, что в случае системы частиц, действующих друг на друга с силами, обратно пропорциональными квадрату расстояния, и остающихся на конечном расстоянии друг от друга, средняя кинетическая энергия всех частиц  $W$  должна численно равняться их полной энергии с обратным знаком, т. е., другими словами, работе расчленения системы на составные элементы<sup>3)</sup>. Так как при конденсации металлического пара полная энергия убывает на величину

<sup>1)</sup> Эти условия несколько изменяются для электронов, выбравшихся каким-либо образом на поверхность металла. Отсюда они могут отделиться сравнительно легко (примерно со вдвое меньшей затратой энергии).

<sup>2)</sup> Так, напр., в случае электрона, обращающегося вокруг протона (атом водорода) по кругу радиуса  $r$ , мы имеем:  $\frac{e^2}{r^2}$  (сила притяжения)  $= m \frac{v^2}{r}$  (центробежная сила), откуда следует:  $v = \sqrt{\frac{e^2}{mr}}$ , что при  $e \approx 5 \cdot 10^{-10}$ ,  $m = 10^{-27}$  и  $r = 10^{-8}$  дает  $v = 2 \cdot 10^8$  см/сек.

<sup>3)</sup> В простейшем случае водородного атома, мы имеем, например,  $mv^2 = \frac{e^2}{r}$ . Левая часть этого равенства представляет собой удвоенную кинетическую энергию, а правая — потенциальную энергию с обратным знаком. Полная энергия равна, следовательно,  $\frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r} = -\frac{1}{2} mv^2$ .



скрытой теплоты конденсации, то кинетическая энергия электронов и протонов должна при этом увеличиваться на ту же величину. Это увеличение приходится если не всецело, то главным образом на кометные электроны, ибо движение остальных электронов испытывает лишь незначительное искажение, кинетической же энергией колебательного движения атомов как целых можно пренебречь. Измеряя кинетическую энергию электронов в вольтах (т. е. тем падением потенциала в вольтах, которое необходимо для приобретения этой энергии), мы получаем для кинетической энергии электронов в изолированных атомах цифры порядка 5—7 вольт, а для дополнительной энергии, приобретаемой при конденсации пара — 1—2 вольта<sup>1)</sup>).

Таким образом, применяя теорему вириала к имеющему место при конденсации металлических паров процессу „социализации“ валентных электронов, мы получаем для них скорости того же порядка величины, как и те, которые вытекают из статистической теории Паули-Ферми (см. выше). Необходимо отметить, что теорема вириала применима в вышеприведенной форме лишь к абсолютному нулю температуры. При  $T > 0$  должно иметь место частичное самопроизвольное расчленение металла как в газообразном, так и в твердом состоянии (благодаря испарению). При распространении теоремы вириала на этот случай необходимо учитывать также давление пара (или, вернее, смеси ионов, электронов и нейтральных атомов) на стенки замыкающего сосуда. — Совпадение „нулевой энергии“ свободных электронов теории Паули-Ферми-Зоммерфельда с величиной, вычисленной нами из рассмотрения процесса конденсации, не является совершенно точным, что, по всей вероятности, объясняется неточностью этой Теории, которая,

---

<sup>1)</sup> Средняя кинетическая энергия валентного электрона в атоме одновалентного металла, напр. натрия или калия, равна, согласно теореме вириала, энергии ионизации этого атома, т. е. работе отделения соответствующего электрона. Скрытая теплота конденсации измеряется примерно 20—40 большими калориями на 1 грамм-атом, т. е. на  $6 \cdot 10^{23}$  атомов. Относя ее к равному количеству электронов, мы получаем, что 23 б. калории эквивалентны 1 вольту.

несомненно, представляет собой лишь довольно грубую схему. Смысл и значение этого, хотя и приближенного, совпадения выяснится ниже (см. § 8).

## § 6. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРО- И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ, ВЫТЕКАЮЩАЯ ИЗ ПРЕДЫДУЩЕЙ КАРТИНЫ.

Исходя из вышеизложенных представлений о числе и движении „свободных“ электронов в металле, я развил в 1924 г. теорию и электро- и теплопроводности металлов, существенно отличающуюся от классических теорий Друде-Лорентца, а также и от аналогично построенной теории Зоммерфельда.

Между движением различных электронов должна существовать известная корреляция, сводящаяся к тому, что место, освобождаемое одним электроном, уходящим от данного атома, должно тотчас же занимать другим. Эту корреляцию мы не будем принимать во внимание и попытаемся проследить путь одного какого-нибудь электрона через металл. Последний можно, очевидно, трактовать как одну молекулу гигантских размеров; соответственно этому, весь путь электрона можно рассматривать, казалось бы, как одну цельную „квантованную“ орбиту. Легко, однако, убедиться, что эта точка зрения применима лишь к абсолютному нулю температуры. Тепловое движение атомов, благодаря своему беспорядочному характеру, должно, так сказать, „ломать“ орбиту электрона на более или менее короткие „квантованные“ участки, связанные друг с другом лишь законами случайности. Мы будем называть прямолинейные перемещения, соответствующие этим участкам, элементарными перемещениями электрона.

Эти „элементарные перемещения“ играют, очевидно, ту же роль, как и „свободные пробеги“ в теории электронного газа. При абсолютном нуле температуры они становятся бесконечными. В этом случае металлическое тело оказывает не более сопротивления движению электронов, чем отдельный атом его. Непосредственная причина электрического сопротивления металлов заключается в тех неправильностях в

расположении атомов, которые вызываются тепловым движением.

При достаточно высоких температурах элементарные перемещения электронов должны сводиться к минимальной величине, равной расстоянию  $d$  между соседними атомами. Это значит, что при отсутствии внешнего электрического поля элементарные перемещения разных направлений от какого-либо атома  $A_0$  к одному из его  $s$  соседей  $A_1, A_2, \dots, A_s$  равновероятны, каково бы ни было направление предыдущего элементарного перемещения ( $A_k \rightarrow A_0$ ). При наличии электрического поля с напряжением  $E$  элементарные перемещения в направлении этого поля (или, вернее, в направлении соответствующей силы  $F = eE$ ) становятся более вероятными, нежели перемещения противоположного направления. Это изменение вероятности в случае перемещения  $\overrightarrow{A_0 A_i}$  пропорционально  $e^{-\frac{U_i}{kT}}$ , где

$$U_i = -eEd \cos \theta_i$$

есть потенциальная энергия электрона в  $A_i$  по отношению к  $A_0$ , а  $\theta$  — угол между отрезком  $\overrightarrow{A_0 A_i}$  и вектором  $\overrightarrow{E}$  (или  $e\overrightarrow{E}$ ). Эта измененная вероятность  $p_i$  может быть, следовательно, представлена в виде:

$$p_i = p_i^0 \frac{e^{-\frac{U_i}{kT}}}{\sum_{k=1}^s e^{-\frac{U_k}{kT}}} \quad (29)$$

где  $p_i^0 = \frac{1}{s}$  ее значение при  $E = 0$ .

Обозначая через  $t$  время, в течение которого совершается элементарное перемещение, мы получаем для средней скорости перемещения электрона в направлении действующей на него внешней силы  $e\overrightarrow{E}$  следующую формулу:

$$u = \sum_{i=1}^s p_i \frac{d \cos \theta_i}{t} \quad (30)$$

или в первом приближении, полагая  $e^{-\frac{U_i}{kT}} = 1 - \frac{U_i}{kT}$  и принимая во внимание, что  $\sum_1^s \cos \theta_i = 0$ :

$$u = \frac{ed^2}{tkT} \overline{\cos^2 \theta} \quad (31)$$

где  $\overline{\cos^2 \theta}$  обозначает среднее значение  $\cos^2 \theta_i$  для всех  $s$  перемещений  $\vec{A}_0 \vec{A}_i$  (если считать их равновероятными. Так как число  $s$  обычно достаточно велико ( $= 12$  или  $8$ ), то можно положить  $\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{3}$ ). Принимая во внимание, что плотность тока равна  $neu = \sigma E$ , мы приходим к следующему выражению для электропроводности металла:

$$\sigma = \frac{e^2 n d^2}{3 k T t} \quad (32)$$

Тот же результат можно вывести из известного соотношения между коэффициентом трения  $\vartheta$  и коэффициентом диффузии  $D$ :

$$D \vartheta = kT, \quad (33)$$

установленного впервые Эйнштейном в теории Броуновского движения. Здесь  $\vartheta$  определяется формулой  $\vartheta = \frac{eE}{u}$ , а коэффициент диффузии формулой  $D = \frac{1}{3} d \cdot v' = \frac{d^2}{3t}$ , где  $v' = \frac{d}{t}$  есть средняя скорость перемещения электронов в металле. Эта скорость, вообще говоря, несколько меньше истинной скорости  $v$ , приблизительно совпадая с последней, если электрон не „засиживается“ в отдельных атомах, но совершает в каждом всего лишь один вираж, тотчас же переходя к соседнему<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Если концентрация электронов падает в направлении оси  $x$ -ов, то мы получаем в этом направлении „диффузионный“ электрический ток с плотностью  $-eD \frac{\partial n}{\partial x}$ . При наличии электрического поля к нему при-

В случае щелочных металлов, атомы которых имеют всего лишь один кометный электрон с чрезвычайно вытянутой орбитой, это условие можно считать выполненным. Полагая  $d \leq 10^{-8}$  и  $v' \leq 10^8$ , мы получаем для коэффициента диффузии электронов число порядка 1 и притом не зависящее от температуры. Переписывая формулу (32) в виде:

$$\sigma = \frac{e^2 n D}{kT} \quad (34)$$

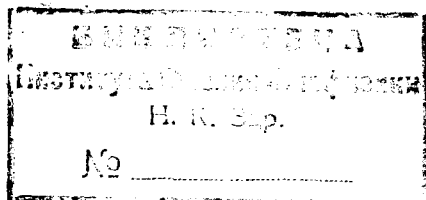
мы видим следовательно, что электропроводность должна быть обратно пропорциональна абсолютной температуре (в той области температур, для которой длина элементарных перемещений сводится к межуатомному расстоянию  $d$ ) и равна по порядку величины  $\frac{e^2 n}{kT}$ . Полагая здесь  $e = 4710^{-10}$ ,  $n \sim 10^{22}$  и  $k = 1,3 \cdot 10^{-16}$ , мы получаем на самом деле числа достаточно близкие к экспериментальным (в электростатических единицах, для получения удельной электропроводности в обратных омах их нужно еще разделить на  $9 \cdot 10^{11}$ ). Я не буду приводить здесь более точных численных данных; читатель может найти их в цитированной выше работе. Отмечу лишь, что в случае двувалентных (щелочно-земельных) металлов, скорость  $v'$  оказывается примерно вдвое меньшей чем  $v$ ; в этом случае следовательно кометные электроны описывают вокруг одного и того же атома примерно два оборота, прежде чем перейти к следующему.

Согласно изложенной точке зрения, „свободные“ электроны не участвуют самостоятельно в тепловом движении ато-

соединяется обычный кондукционный ток  $nei = \frac{ne^2 E}{\rho}$ . В состоянии равновесия эти токи компенсируют друг друга. Мы имеем следовательно, обозначая потенциальную энергию электрона через  $U \left( eE = - \frac{\partial U}{\partial x} \right)$ :

$D \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{n}{\rho} \frac{\partial U}{\partial x} = 0$ , т. е.  $n = \text{const.} e^{\frac{-U}{D\theta}}$ . С другой стороны, согласно

теореме Больцмана, должно быть  $n = \text{const.} e^{\frac{-U}{kT}}$ . Из сравнения этой формулы с предыдущей вытекает (33).



мов и потому не увеличивают заметным образом теплоемкости твердого или жидкого металла, — так же как они не увеличивают теплоемкости металлических паров (помимо, конечно, очень высоких температур, при которых начинается заметная ионизация атомов). Таким образом удельная теплоемкость твердого металла при обычных температурах остается равной  $c = 3kn_a$ , где  $n_a$  есть число атомов в единице объема; — в согласии с законом Дюлонга и Пти.

Не принимая самостоятельного участия в тепловом движении, „свободные“ электроны могут, однако, передавать тепловую энергию от одного атома к соседнему, приблизительно таким же образом, как это имеет место в газах. При наличии температурного градиента в металле, распределение температуры в нем определяется известным уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\chi}{c} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

где  $\chi$  обозначает, по обыкновению, коэффициент теплопроводности.

Сравнивая это уравнение с уравнением диффузии:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n'}{\partial z^2} \right),$$

определяющим изменение в пространстве и во времени концентрации  $n'$  произвольно выбранной совокупности электронов ( $n'$  не следует смешивать с полной концентрацией  $n$ ), мы приходим к равенству:

$$\frac{\chi}{c} = D, \quad (35)$$

которое выражает идентичность процессов переноса электричества и тепла в металле (заметим, что это соотношение остается справедливым и в случае газов). Полагая в нем  $c = 3kn_a$  и  $D = \frac{\sigma kT}{ne^2}$ , на основании (34), мы получаем:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3n_a}{n} \left( \frac{k}{e} \right)^2 \cdot T, \quad (36)$$

т. е. закон Видемана-Франца. Необходимо, впрочем, заметить, что согласие с экспериментальным значением коэффициента пропорциональности получается лишь при  $n = n_a$ , и что далее при низких температурах теплоемкость перестает быть постоянной, что приводит к замене  $T$  в правой части формулы (36) более сложной функцией температуры. Между тем опыт показывает, что закон Видемана-Франца оправдывается вплоть до самых низких температур.

При низких температурах электропроводность также перестает изменяться обратно пропорционально  $T$ , но выражается, как уже указывалось выше, формулой Грюнейзена:

$$\sigma = \frac{\text{const}}{c \cdot T},$$

где  $c$  — удельная теплоемкость металла, или, вернее, некоторая функция температуры, изменяющаяся с последней примерно таким же образом, как и теплоемкость, но соответствующая не данному металлу, а, вообще говоря, некоторому другому.

Качественная интерпретация этой формулы с точки зрения изложенной теории не представляет затруднений. С понижением температуры длина элементарных перемещений постоянно увеличивается, обращаясь в  $\infty$  при  $T = 0$ . Обозначая эту длину через  $l$ , мы получаем для коэффициента диффузии выражение  $D = \frac{1}{3} l v'$ , где  $v'$  остается приблизительно прежним.

Отсюда следует, согласно формулы (34).

$$\sigma = \frac{\text{const}}{\left(\frac{d}{l}\right) \cdot T}$$

Таким образом для получения формулы Грюнейзена мы должны предположить, что отношение  $\frac{d}{l}$  изменяется прямо

пропорционально теплоемкости  $e$ . Однако вывести этот результат в точной количественной форме из вышеизложенных принципов не представляется возможным.

Изложенная теория отличается от теории Зоммерфельда в том отношении, что влияние внешнего поля на движение электронов сводится ею к изменению вероятности элементарных перемещений электрона по разным направлениям, в то время как по Зоммерфельду — так же как по Друде и Лоренцу — это влияние определяется добавочной скоростью, приобретаемой электроном во время элементарного перемещения (т. е. между двумя столкновениями). Согласно предыдущим представлениям, эта добавочная скорость не играет никакой роли. Предположим, например, что электроны могут двигаться лишь параллельно оси  $x$ -ов. В таком случае при наличии поля они будут проходить расстояние между двумя атомами  $A_1$  и  $A_2$  несколько быстрее в одном направлении — скажем от  $A_1$  и  $A_2$ , — чем в противоположном. Поскольку, однако, оба направления остаются равновероятными, и поскольку, далее, остается одинаковой длина элементарных перемещений в том и другом направлении, электроны, в среднем, никакого добавочного движения в направлении действующих на них сил получить не могут, какова бы ни была вышеупомянутая добавочная скорость. Последняя может проявиться лишь в том случае, если электроны „спотыкаются“ не на каждом шагу, как это, повидимому, имеет место в металлах при средних температурах, но через несколько шагов, и если число этих шагов (междуатомных расстояний) в направлении действующей силы оказывается в конечном счете более значительным, чем в направлении противоположном. Именно это представление (не будучи формулировано явным образом) лежит в основе расчета Зоммерфельда, Лорентца и Друде. Интересно отметить, что в случае последних двух теорий, предполагающих, что средняя скорость электронов определяется формулой  $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT$ , расчет подвижности электронов по обоим способам (добавочной скорости или добавочной вероятности) приводит практически к одному и тому же результату.



## § 7. Принципы волновой механики; катодные лучи и волны.

Я перехожу теперь к изложению новых весьма своеобразных представлений о движении электронов в металлах, вытекающих из новой волновой (или квантовой) механики, которая была создана в последние годы Л. де Бройлем и Э. Шрёдингером, а также в эквивалентной, но внешне отличной, форме В. Гейзенбергом, М. Борном и П. Иорданом.

Сущность волновой механики сводится к углублению аналогии, имеющей место между движением материальных частиц и распространением световых лучей. Эта аналогия выявляется, между прочим, в наименовании „катодных лучей“, которое было присвоено со времен Крукса потоку электронов, испускаемых катодом разрядной трубки. Роль лучей играют в этом случае траектории отдельных электронов (эти траектории могут быть как прямолинейными, так и криволинейными).— С другой стороны, корпускулярная теория света, возрожденная Эйнштейном, приводила к уподоблению световых волн потоку электронов, роль которых играют при этом „световые кванты“. Такие явления, как отражение и преломление света, т. е. так называемые явления „геометрической оптики“, могут быть легко объяснены „квантовой“ теорией света, при некоторых весьма общих предположениях о взаимодействии световых квантов с обыкновенной материей. Однако явления интерференции и диффракции света совершенно не укладываются в рамки корпускулярной теории и могут быть объяснены только волновой теорией света. В этой теории световые лучи, равно как и кванты света, траекториями которых они являются, представляют собой геометрические функции; их следует рассматривать просто-напросто как линии, перпендикулярные к поверхности световых волн. Непосредственной реальностью, „сущностью“ света являются именно эти волны, а не лучи.

Основная мысль теории де-Бройля-Шрёдингера заключается в том, что и в случае материального потока, которым являются катодные лучи, мы имеем дело собственно

не с отдельными частицами, подобными световым квантам, но с особом рода волнами, аналогичными световым. Это еще отнюдь не значит, что электронов, как таковых (т. е. как дискретных материальных частиц), не существует вовсе. Это значит лишь, что движение их в пространстве не может быть выведено из принципов классической „корпускулярной“ механики. Мы должны заменить понятие катодных лучей понятием катодных или (как их называет де-Бройль) фазовых волн, установить связь между волновыми и корпускулярными представлениями, аналогичную связи между световыми волнами и квантами, и, наконец, найти законы распространения катодных волн в пространстве, — опять-таки руководствуясь аналогией их с световыми волнами. Такова программа. Что касается ее выполнения, то оно сводится к следующему. Действия света на материальные тела могут быть описаны в терминах корпускулярной теории, если рассматривать кванты света как частицы с энергией  $h\nu$  и количеством движения  $\frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$  ( $c$  — скорость света)<sup>1)</sup>. Отсюда следует, что в случае катодных лучей мы должны определить частоту колебаний и длину соответствующих катодных волн формулами:

$$h\nu = Vh = mv\lambda, \quad (37)$$

где  $V$  есть полная энергия электрона, а  $mv$  — его количество движения. Энергию  $V$  следует определять таким образом, чтобы покоящийся электрон при отсутствии внешних сил имел энергию  $mc^2$ . При этом условии скорость катодных волн  $\lambda\nu$  оказывается равной приблизительно  $\frac{c^2}{v}$ , т. е. во столько раз большей скорости света, во сколько последняя больше скорости электронов. Ограничиваясь малыми (в сравнении с  $c$ ) значениями  $v$ , мы можем воспользоваться для кинетической энергии обычным выражением  $\frac{1}{2}mv^2$ . Обозначая через

<sup>1)</sup> См. мою статью в „Успехах физ. наук“, в. 2, 1927 г.

и сумму этой кинетической энергии и потенциальной  $U(x, y, z)$ , мы можем положить  $m^2v^2 = 2m(W - U)$  и следовательно (37):

$$\frac{h}{\lambda} = \sqrt{2m[W - U(x, y, z)]}. \quad (38)$$

С помощью этой формулы длина катодных волн определяется однозначным образом в функции координат (частота же колебаний  $\nu$  остается независимой от последних, т. е. одинаковой во всех точках пространства).

Амплитуда  $\psi$  световых волн определенной частоты, распространяющихся в некоторой изотропной, но неоднородной среде, в которой длина их  $\lambda$  непрерывным образом изменяется при переходе от одной точки к соседним, определяется в функции координат известным уравнением:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (39)$$

Световые колебания в каждой точке выражаются произведением этой амплитуды на  $\cos 2\pi \nu t$ . Что же касается квадрата амплитуды (или, вернее, ее абсолютного значения), то он определяет среднюю энергию волн или интенсивность лучей в соответствующей точке.

Шрёдингер предположил, что распространение катодных волн определяется тем же дифференциальным уравнением (39), как и распространение волн световых, если длину волн  $\lambda$  выразить в функции координат согласно формуле (38). Таким образом уравнение Шрёдингера имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{4\pi^2 m}{h^2} (W - U) \psi = 0. \quad (40)$$

Борн же высказал мысль, что „энергия“ катодных волн, т. е. квадрат функции  $\psi$ , представляет собой меру интенсивности катодных лучей или, вернее, „густоты“ образующего их электронного потока. Интенсивность последнего получается из этой энергии  $(\psi)^2$  (которую можно также трактовать как меру вероятности нахождения электрона в соответствующем месте) умножением ее на скорость „лучей“  $v$ , т. е. на  $\frac{h}{m\lambda}$ .

### § 8. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КАТОДНЫХ ВОЛН К МЕТАЛЛАМ<sup>1)</sup>.

Переходя к применению изложенных представлений к движению „свободных“ электронов в металлических телах, мы прежде всего получаем чрезвычайно простую и наглядную интерпретацию того распределения скоростей при абсолютном нуле температуры, которое вытекает из принципа Паули-Ферми. А именно, полагая в формуле (26)  $\frac{mv_{max}}{h} = \frac{1}{\lambda_{min}}$ , согласно (37), мы получаем:

$$\lambda_{min} = \sqrt[3]{\frac{8\pi}{3n}}. \quad (41)$$

Это значит, что минимальная длина катодных волн, бороздящих металл по всем направлениям, приблизительно равна среднему расстоянию между соседними электронами, если представить себе их расположенными в виде правильной кубической решетки. Далее не трудно убедиться, что условие (25) эквивалентно следующему: при абсолютном нуле температуры движение электронов в металле может быть описано наложением системы  $\frac{1}{2}N$  стоячих катодных волн, представляющих собой резонансные колебания для тела, рассматриваемого объема и формы<sup>2)</sup>. В случае, например, металла, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда с ребрами  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ , длина различных волн выражается формулой

$$\frac{1}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{k_1}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{a_2}\right)^2 + \left(\frac{k_3}{a_3}\right)^2} \quad (42)$$

<sup>1)</sup> Результаты, изложенные в этом §, были установлены мною летом прошлого года и вошли (частично) в мой доклад на международном физическом конгрессе в г. Комо. Аналогичные идеи были высказаны одновременно Зоммерфельдом, который, однако, не развил их в количественную теорию.

<sup>2)</sup> Каждую стоячую волну можно представлять себе в виде совокупности двух обыкновенных „бегущих“ волн с противоположными направлениями распространения.

где  $k_1, k_2, k_3$  — целые числа. Заметим, что совершенно аналогичные соотношения получаются при представлении тепловых колебаний атомов металла (или какого-либо другого одноатомного твердого тела) путем наложения системы упругих стоячих волн, — как это делается, например, в известной теории теплоемкости Дебая.

Любопытно также отметить следующее обстоятельство. Размеры круговой орбиты, описываемой электроном в изолированном атоме, определяются известным условием Бора:

$$\text{момент количества движения } mvr = k \frac{h}{2\pi},$$

где  $k$  — целое число, а  $r$  — радиус орбиты. Полагая в этой формуле  $mv = \frac{h}{\lambda}$ , получаем:

$$\frac{2\pi r}{\lambda} = k (= 1, 2, 3 \dots) \quad (43)$$

Это равенство, впервые полученное де-Бройлем, показывает, что в изолированных металлических атомах длина орбиты кометных электронов если не в точности равна, то по крайней мере сравнима с длиной соответствующих фазовых волн. Если при конденсации металлического пара все кометные электроны превращаются в „свободные“ то расстояние между ними ( $n^{-1/3}$ ) оказывается сравнимым с междоатомными расстояниями. Так как, с другой стороны, междоатомные расстояния в твердых телах сравнимы с размерами орбит наружных электронов, то мы приходим к выводу, что минимальная или средняя длина катодных волн в твердом металле имеет тот же порядок величины, как и в изолированных атомах. А отсюда следует, что средняя скорость электронов остается в обоих случаях приблизительно одинаковой.

Указанные соотношения несколько изменяются с повышением температуры. Прежде всего, при этом появляются более короткие катодные волны, нежели те, длина которых определяется формулой (41). Далее, — что для нас особенно важно, — благодаря неправильному расположению атомов, связанному с их тепловым движе-

нием, катодные волны при своем распространении начинают испытывать диффузное рассеяние, уменьшающее их интенсивность, т. е. вызывающее кажущееся поглощение, и являющееся непосредственной причиной электрического, а также теплового сопротивления металлу. При этом под „сопротивлением“ мы подразумеваем величину обратной проводимости. При абсолютном нуле температуры электро- и теплопроводность металлов равны бесконечности, т. е. соответствующие сопротивления равны нулю. Это значит, с точки зрения волновой механики, что катодные волны, бороздящие металл, распространяются в нем без всякого „поглощения“ или диффузного рассеяния, т. е. так, как распространяются световые волны в идеально прозрачных телах.

Известно, однако, что даже идеально прозрачные тела, например, совершенно чистый воздух, при температурах, отличных от абсолютного нуля, становятся более или менее „мутными“, т. е. начинают рассеивать проходящие через них световые лучи. Подобным рассеянием солнечных лучей и обуславливается видимость атмосферного воздуха, или „неба“. При этом причиной „мутности“ воздуха являются те незначительные местные уплотнения и разрежения, которые происходят от неправильного беспорядочного движения его молекулы. Коэффициент рассеяния света в случае газов, молекулы которых движутся совершенно независимо друг от друга, как показывает теория и опыт, не зависит от температуры. Наоборот, в твердых телах он быстро уменьшается с понижением последней, а в области средних температур возрастает приблизительно прямо пропорционально температуре. Необходимо, впрочем, оговориться, что это имеет место лишь для видимого света или, вернее, для таких световых волн, длина которых велика в сравнении с межатомными расстояниями. В случае коротких рентгеновых волн, длина которых того же порядка величины или даже меньше, нежели эти расстояния, коэффициент рассеяния при средних температурах остается постоянным как в газах, так, равным образом, и в жидкостях и в твердых телах.

При применении этих принципов к рассеянию катодных волн в металлах, вызываемому тепловым движением их атомов, необходимо, прежде всего, решить вопрос о том, следует ли трактовать эти волны как „длинные“ или как „короткие“ по сравнению с междоатомными расстояниями? В первом случае они должны рассеиваться примерно так же, как волны обыкновенного света, т. е. примерно пропорционально  $T$  в области средних температур, а во втором — как рентгеновские волны, т. е. приблизительно независимо от  $T$ , — в той же области температур, конечно. При очень низких температурах коэффициент рассеяния их должен исчезать в обоих случаях<sup>1)</sup>.

Коэффициент рассеяния волн в какой-либо мутной среде определяется, вообще говоря, формулой

$$\mu = \frac{1}{J} \frac{dJ}{dx} \quad (44)$$

где  $J$  — интенсивность волн, а  $dJ$  — изменение ее на отрезке  $dx$  в направлении их распространения. Интегрируя это уравнение, мы получаем

$$J = J_0 e^{-\mu x}. \quad (45)$$

В случае катодных волн интенсивность  $J_1$  измеряемая квадратом амплитуды  $\phi$ , представляет собой меру числа электронов участвующих в движении, которое этими волнами описывается. Таким образом формула (45) выражает закон уменьшения числа электронов в катодном пучке благодаря тому рассеянию, которое они испытывают, „сталкиваясь“ с атомами. При этом препятствием их прямолинейному движению служат не сами атомы (ибо при  $T=0$  рассеяние прекращается), но тепловые колебания последних [ср. интерпретацию формулы (20)]. Как бы то ни было, относительное число электронов „рассеянных“, т. е. выброшенных из рассматриваемого пучка на отрезке длины  $dx$ , равно  $\mu dx$ . Отсюда

---

<sup>1)</sup> Доказательство этого положения для второго случая не столь просто, как для первого; читатель найдет его в моем докладе на конгрессе в Комо.

следует, что коэффициент рассеяния  $\mu$  представляет собой не что иное, как обратную величину среднего свободного пробега электронов или их „элементарного перемещения“  $l$ :

$$\mu = \frac{1}{l}. \quad (46)$$

Таким образом, зная  $\mu$ , мы можем вычислить по формулам, приведенным в предыдущих параграфах, электрическое и тепловое сопротивление металлов (или соответствующие проводимости).

Заметим, что совершенно аналогично построенная теория теплопроводности твердых диэлектриков была предложена в 1914 г. Дебаем. Экспериментально был установлен тот факт, что при низких температурах эта теплопроводность становится чрезвычайно большой, превышая теплопроводность металлов. Описывая тепловое движение атомов в твердых телах наложением системы упругих волн, Деба и пришел к мысли, что причина теплового сопротивления лежит в рассеянии, испытываемом этими волнами, благодаря флуктуациям плотности соответствующего тела. Так как, однако, эти флуктуации вызывались, в свою очередь, упругими волнами, то теория Дебая приводила к противоречию с принципом суперпозиции упругих волн, на котором она была основана. Набросанная выше теория электрического и теплового сопротивления металлов очевидно свободна от подобного противоречия, так как в ней рассеиваемые (катодные) волны отличны от волн рассеивающих (упругих).

Не останавливаясь покамест на определении численного значения коэффициента  $\mu$  (см. ниже), мы можем высказать следующие положения качественного характера.

Если трактовать катодные волны в металлах как длинные, то можно положить в области средних температур:

$$\mu = \text{const } T. \quad (47)$$

Для того чтобы электропроводность  $\sigma$  была при этом обратно пропорциональна  $T$ , ее необходимо выражать формулой Зоммерфельда (17), не содержащей явно температуры, тогда



как применение моей формулы (34) дало бы, в связи с равенством  $D = \frac{1}{3} lv' = \frac{1}{3} \cdot \frac{v'}{\mu}$ ,  $\sigma = \frac{\text{const}}{T^2}$ .

Если, наоборот, трактовать катодные волны, как короткие (уподобляя их рентгеновым), то мы получаем при тех же условиях:

$$\mu = \text{const}, \quad (48)$$

и следовательно, согласно моей формуле  $\sigma = \frac{\text{const}}{T}$ , а согласно формуле Зоммерфельда  $\sigma = \text{const}$ .

Вопрос о том, какая из этих двух формул соответствует действительности, не допускает простого решения. Как мы видели выше, средняя длина катодных волн в металле как раз сравнима с междоатомными расстояниями. Таким образом эти волны, строго говоря, нельзя трактовать ни как длинные, ни как короткие. Теории рассеяния световых волн, длина которых имеет промежуточную величину, покамест не существует; построение же подобной теории представляет собой весьма большие трудности.

Есть, однако, два обстоятельства, которые свидетельствуют скорее в пользу формулы Зоммерфельда, нежели моей.

Согласно вышеизложенной теории, коэффициент рассеяния катодных волн  $\mu'$  в случае не вполне чистого металла, т. е. металла, содержащего небольшое количество каких-либо примесей (хотя бы другого лучше проводящего металла) должен быть всегда больше коэффициента рассеяния того же металла в совершенно чистом виде  $\mu$ .

В самом деле, подобные неправильно распределенные примеси должны действовать на катодные волны примерно такими же образом, как взвешенная в воздухе пыль на рассеяние световых волн. Мы можем следовательно положить:

$$\mu' = \mu + \Delta\mu \quad (49)$$

где  $\Delta\mu$  существенно положительная величина, практически не зависящая от температуры. Подставляя сюда значение  $\mu$

из (47) и пользуясь формулой Зоммерфельда для электропроводности, мы получаем

$$\rho' = \frac{1}{\sigma} = \rho + \Delta\rho = \text{const } T + \Delta\rho,$$

где  $\rho \propto T$  есть сопротивление чистого металла, а  $\Delta\rho$  добавочное сопротивление, пропорциональное количеству примесей и независящее от температуры. Этот результат находится в полном согласии с экспериментальными фактами, выражаемыми так называемым правилом Матти-сена. Согласно же моей формуле добавочное сопротивление должно было быть прямо пропорционально абсолютной температуре.

Далее известно, что сопротивление большинства металлов резко возрастает (примерно вдвое) при их плавлении. Этот факт непосредственно объясняется с точки зрения „длинных катодных волн“ тем обстоятельством, что неоднородности, обусловленные флуктуациями плотности в случае жидкости больше (примерно вдвое), чем в случае соответствующего твердого тела. С точки же зрения „коротких волн“ коэффициент рассеяния должен достигать уже в твердом металле вблизи температуры плавления своего максимального значения  $\mu = \frac{1}{d} \approx 10^8 \text{ см}^{-1}$ , так что значительное возрастание его при плавлении становится непонятным.

Этими соображениями подрывается правильность того расчета подвижности электронов, который был сделан в § 6, исходя из представления об изменении вероятности различных элементарных перемещений под влиянием электрического поля (и который непосредственно связан с Больмановским законом распределения электронов в заданном силовом поле). Что же касается численного значения  $\mu$  (при обычных температурах), то обе точки зрения — как „коротких“, так и „длинных“ катодных волн — приводят к цифрам, согласующимся с экспериментальными данными относительно электропроводности различных металлов, если вычислять последнюю в первом случае по моей формуле, а во втором по формуле Зоммерфельда.

Я не имею возможности останавливаться здесь на деталях расчета. Вычисление  $\mu$  оказывается возможным при помощи уравнения Шредингера (40), если подразумевать в нем под  $n$  потенциальную энергию электрона по отношению ко всем атомам и считать последние нейтральными. Энергия катодных волн, рассеиваемая одним подобным атомом, как показывает новая теория „столкновений“, развитая Борном и Вентцелем, равна приблизительно

$$\mu = 4\pi \left( \frac{e^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{4k^2a^2}{1 + 4k^2a^2} \quad \left( k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi mv}{h} \right), \quad (50)$$

если энергию  $(\varphi)^2$  падающих волн считать равной 1. Здесь  $a$  обозначает эффективный радиус атома в обычном „боровском“ смысле, т. е. величину порядка  $10^{-8}$  см. Для того чтобы получить полный коэффициент рассеяния (чистого) металла, содержащего  $n_a$  атомов в единице объема, необходимо умножить предыдущее выражение на  $n_a$  в случае „коротких“ волн и на среднюю квадратичную флуктуацию  $(\Delta n_a)^2$  в случае длинных<sup>1)</sup>. Это дает в первом случае  $\mu \sim 10^8$ , т. е.  $l \sim 10^{-8} \sim d$ , а во втором  $\mu \sim 10^5$ , т. е.  $l \sim 10^{-5}$  см (при  $T \sim 300$ ). Обе цифры согласуются с опытными данными относительно величины электропроводности, если вычислять последнюю по моей формуле в первом случае и по Зоммерфельдовской во втором. Я думаю, однако, что температурная зависимость  $\sigma$  при низких температурах лучше согласуется с формулой Зоммерфельда, т. е. с теорией электронного газа, образованного длинными катодными волнами, чем с моей теорией блуждающих кометообразных электронов, которым соответствуют очень короткие катодные волны. Остается, впрочем, несомненным тот факт, что эти волны имеют в действительности длину, сравнимую с межуатомными расстояниями, и следовательно являются скорее короткими, чем длинными.

<sup>1)</sup>  $\Delta n_a$  обозначает разность между фактическим и средним значением  $n_a$ .

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О МАГНИТНЫХ СПЕКТРАХ.

*В. К. Аркадьев, Москва.*

Три года назад был дан краткий очерк<sup>1)</sup> теории и основных фактов магнитной спектроскопии, новой научной области, представляющей собой результат перенесения теоретической и экспериментальной методики спектрального анализа на область магнетизма. Магнитные свойства могут быть исследованы при наблюдении поглощения, отражения или преломления электромагнитных волн, падающих на ферромагнитные тела. Название магнитного спектра носит кривая, показывающая зависимость от длины волны показателя преломления, коэффициента отражения или абсорбции, обусловленных магнитными свойствами данного магнитного вещества. Исследуя магнитные свойства железа или стали в быстро меняющихся магнитных полях, мы также получаем магнитные спектры; они имеют вид кривых зависимости проницаемости и других магнитных характеристик от числа перемен поля или от длины волны.

При объяснении факта поглощения электромагнитных волн магнитными веществами нам пришлось приписать последним особое свойство, аналогичное той электропроводности  $\sigma$ , которую мы приписываем изоляторам, когда в них испытывает поглощение электромагнитная волна определенного периода. По аналогии это свойство мной названо магнитной

---

<sup>1)</sup> В. К. Аркадьев. Успехи физических наук. 4, 263, 1924. См. также Новые идеи в физике, № 11, 1925 г.

проводимостью. Последняя, а также характеризующий ее коэффициент  $\rho$ , вначале были мною введены в теорию при разборе процессов намагничивания, происходящих в железе в течение очень короткого времени, порядка миллиардной доли секунды; поскольку, однако, в ферромагнитных веществах происходит поглощение энергии магнитного поля и в медленных процессах, коэффициент магнитной проводимости  $\rho$  получил применение также и при описании медленно протекающих электромагнитных явлений, имеющих место в электротехнике переменного тока обычных частот.

Вследствие этого выражение плотности магнитного тока в уравнениях Максвелла получило у нас для синусоидальных процессов разных периодов ту же форму, которую имеет плотность электрического тока:

$$j_m = \rho H + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$j_e = \varepsilon E + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Здесь первые члены суммы представляют собой токи проводимости, а вторые — токи смещения,  $\mu$  означает магнитную проницаемость,  $\varepsilon$  — диэлектрический коэффициент, а  $E$  и  $H$  — электрическое и магнитное поля.

Самые уравнения Максвелла получают следующую форму:

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi\sigma}{c} E + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{4\pi\rho}{c} H - \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}.$$

В медленно протекающих процессах и в не слабых полях что обычно имеет место на практике, магнитная проводимость может быть определена по теплу гистерезиса  $Q$ :

$$\rho = \frac{2Q}{TH_0^2}, \quad (1)$$

где  $H_0$  — амплитуда магнитного поля, а  $T$  — период. При расчетах, однако, чаще всего приходится иметь дело не с  $\rho$ ,

а с произведением  $2\rho T$ , которое я называю „магнитный натек“ и обозначаю  $\rho'$ , так что

$$\rho' = 2\rho T = \frac{4Q}{H_0^2}.$$

Эта величина в наших уравнениях постоянно фигурирует наряду с магнитной проницаемостью  $\mu$  и часто входит с ней в различные комбинации ( $\mu_k$  и  $\mu_n$ ).

Коэффициент  $\rho$  в нашей теории электромагнитного поля в магнитных металлах столь же необходим для полной характеристики вещества с магнитной стороны, как в старой максвелловской теории для полной характеристики вещества с электрической стороны кроме  $\epsilon$  необходима еще  $\sigma$ .

Поэтому в настоящее время для оценки магнитных свойств того или иного материала следует указывать не только его магнитную проницаемость  $\mu$  для магнитных полей разной силы, но и его магнитную проводимость  $\rho$ . Высокие значения первой указывают на легкую намагничиваемость данного образца, высокие значения второй — на большую задерживательную силу и большое тепло гистерезиса. Для изготовления постоянных магнитов мы будем требовать от завода материал с большим магнитным натеком, а для динамной и трансформаторной стали — образцы с большой проницаемостью и малым магнитным натеком.

Работы по магнитным спектрам и работы, из них вытекавшие, привели к следующим основным результатам:

1. Уравнения Максвелла была придана новая форма, удобная для учета тепла гистерезиса и магнитного трения.

2. Была разработана теория нового вида дисперсии и абсорбции электромагнитных волн, именно обусловленной колебаниями магнитных центров, заложенных в веществе.

3. Были получены новые опытные данные относительно поведения магнитных веществ в переменных магнитных полях, т. е. были получены и изучены магнитные спектры.

В настоящем обзоре мы рассмотрим, что достигнуто нового по этим трем линиям за 3 года, прошедшие после появления в „Успехах“ первой статьи о магнитной спектроскопии.

1. ДАЛЬНЕЙШЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОПОЛНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА.

При вычислении сопротивления железных проволок переменному току, учета тепла токов Фуко, при исследовании магнитных свойств металлов в высокой частоте и в ряде других случаев в прежнее время применялись формулы, полученные без учета магнитных потерь, т. е. без введения магнитной проводимости. В настоящее время, когда нашими работами выяснена возможность введения этого фактора в уравнения электромагнитного поля Максвелла, пришлось пересмотреть и реформировать старые формулы Сте-

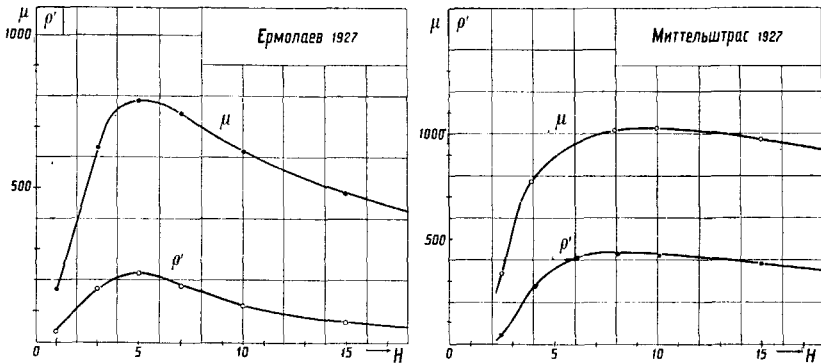


Рис. 1. Кривые магнитной проницаемости и магнитной проводимости в постоянных полях.

фана, Релэя и Ценнека. Эта работа выполнялась за границей Гансом, Уллером, Трукса и Тонксом; у нас Введенским и Шиллеровым она была доведена до конца. Последние получили формулы и кривые, которые позволяют вычислить действительное сопротивление и проницаемость цилиндрических проволок в переменном поле при любых потерях на гистерезис. Эти формулы предполагают однако, что проницаемость  $\mu$  и магнитная проводимость  $\rho$  не зависят от силы поля. Между тем  $\mu$ ,  $\rho$  и  $\rho'$  не постоянны. Впервые значения  $\rho'$  для полей разной силы параллельно с значениями  $\mu$  были вычислены для железа разных образцов в моей статье 1925 г. в „Трудах ГЭЭИ“. В 1926 и 1927 гг.

такие двойные характеристики магнитных материалов, подлежащих практическому испытанию, были получены у нас А. А. Ермолаевым в Москве<sup>1)</sup>, а за границей Миттельштрассом в Иене (рис. 1).

Дипломная работа одного и докторская диссертация другого в сущности касались одного и того же вопроса: они имели целью определить величину погрешности, которую мы делаем в вычислениях, считая, что  $\mu$  и  $\rho'$  постоянны.

Ермолаев это делал, измеряя сопротивление железных проволок для переменного тока и сравнивая полученные значения с вычисленными по формулам Введенского и Шиллерова, а Миттельштрасс измерял глубину, на которую проникает в проволоку электрический переменный ток, и затем вычислял эту глубину, пользуясь нашей магнитной проводимостью  $\rho$ .

Замечательны методы, которыми оказалось возможно воспользоваться в Иене: для исследования глубины проникания электромагнитной волны в железный цилиндр были использованы все средства, имеющиеся в Иене благодаря соседству фирмы Цейсса: чтобы заложить в железный цилиндр особые зонды для прослеживания проникания тока, цилиндр был разрезан на две части и половинки были так отшлифованы, чтобы на приложенной плоской стеклянной пластинке выступали параллельные интерференционные полосы; после вложения проводов обе половины были сжаты, чем был достигнут совершенный магнитный контакт.

Обе работы, сделанные одновременно и независимо друг от друга, показали, что введение вычисленного по формуле (1) нашего коэффициента магнитной проводимости  $\rho$  дают хорошие значения сопротивления проволок и коэффициента затухания волн, проникающих вглубь проволоки. От дальнейших работ следует ждать устранения еще остающегося небольшого разногласия между опытными и теоретическими величинами.

---

<sup>1)</sup> Не безынтересно отметить, что первую кривую проницаемости железа  $\mu$  впервые получил и построил А. Г. Столетов в 1872 г., выполняя у Кирхгофа свою докторскую диссертацию.



## 2. НОВОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ ДИСПЕРСИИ И АБСОРБЦИИ.

В 1908 — 1911 гг. я исследовал двумя методами магнитные свойства железа, стали и никеля в магнитных полях быстрых электрических колебаний. Один метод<sup>1)</sup> состоял в измерении поглощения энергии волн, распространяющихся по параллельным проволокам из исследуемого металла. Измеряя коэффициент поглощения, можно вычислить кажущуюся проницаемость  $\mu_k$ . Оказалось, что эта величина убывает к коротким волнам и при волне около 1 см близка к единице, что видно из следующей таблицы:

$\lambda$ см		1,3	2,3	3,0	6,0	12	30
Fe	$\mu_k$	1,9	5,5	10,0	32	42,5	52
	$\mu_n$	—	—	0,92	0,85	3,0	14,1
Ni	$\mu_k$	—	1,22	1,6	4,1	7,5	12,4
	$\mu_n$	—	—	0,74	0,88	1,4	5,35

Кривая зависимости коэффициента поглощения от длины волны имеет вид, подобный кривым  $f = \frac{\mu_k}{\lambda}$  на рис. 2; она обнаруживает максимум поглощения для волн определенного периода. Максимум  $f$ , убывание магнитных свойств с  $\lambda$ , а также другие особенности зависимости от длины волны функций  $f$  и  $\mu_k$ , являющихся магнитными спектрами, хорошо объясняются нашей теорией магнитной дисперсии и абсорбции, основанной на гипотезе упруговязкого движения элементарных магнитов.

Особые правила анализа кривой  $f = \frac{\mu_k}{\lambda}$  позволяют легко найти три основных параметра, характеризующих частицы вещества, в котором происходит дисперсия; именно, собственную длину волны элементарных магнитов  $\lambda_0$ , меру затухания

<sup>1)</sup> Ж. Р. Ф. О. 44, 165, 1912, Ann. d. Phys. 58, 105, 1919.

собственных колебаний магнитов  $\theta$  и долю участия магнитов с собственной волной  $\lambda_0$  в общей поляризации вещества постоянным полем, характеризующую „парциальным коэффициентом поляризации“  $k_{\infty}$ . При помощи этих трех коэффициентов  $\lambda_0$ ,  $\theta$  и  $k_{\infty}$  можно вычислить вытекающие из теории колебаний элементарных магнитов значения  $\mu$  и  $\rho'$ :

$$\mu = 1 + \frac{m(1-v^2)}{\theta^2 v^2 + (1-v^2)^2} \quad (2)$$

и

$$\rho' = \frac{m\theta v}{\theta^2 v^2 + (1-v^2)^2}, \quad (3)$$

где  $v = \lambda_0/\lambda$  и  $m = 4\pi k_{\infty}$ .

По этим величинам  $\mu$  и  $\rho'$  могут быть определены  $\mu_n = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} + \rho'$  и  $f = \mu_n/\lambda$ ; полученные таким образом величины в виде кривых были сопоставлены с опытными, причем обнаружилось удовлетворительное согласие тех и других. Эти кривые и были приведены в моей первой статье в „Успехах“.

За истекшие 3 года мне удалось обработать опыты, произведенные по второму методу<sup>1)</sup>, который состоял в сравнении коэффициента отражения волн от редких герцовых решеток из магнитных проволок с таковым для немагнитных проволок.

Измерения показали, что в этом случае магнитные свойства сказываются значительно слабее и что они исчезают при более длинной волне, чем в случае поглощения волн в проволоках. Подробный теоретический анализ отражения волн от решеток Герца мне позволил в 1924—1925 гг. выяснить причину такого резкого различия в выражении магнитных свойств. Оказывается, что при отражении от редких решеток магнитные свойства обусловлены другим видом кажущейся проницаемости, именно  $\mu_n$ ; теория решеток мне позволила вычислить из опыта ее значения. Эти величины представлены в той же таблице.

<sup>1)</sup> Ж. Р. Ф. О. 45, 46, 1913. Ann. d. Phys. 45, 135, 1914.

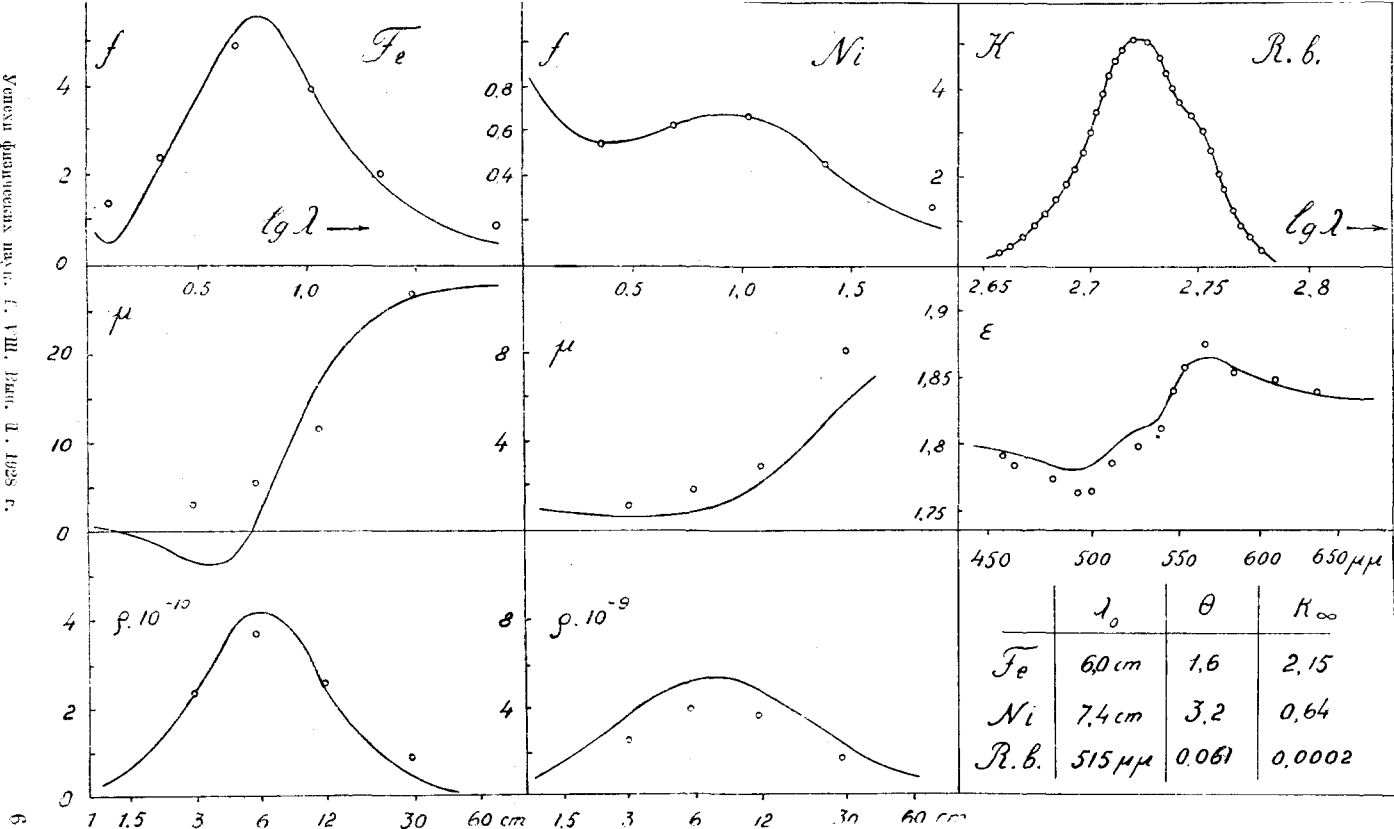


Рис. 2. Полосы поглощения и дисперсии герцевых волн в железе и никеле (магнитные спектры) и световых волн — в краске „роз бенгаль“ (электрические спектры).

Различие  $\mu_k$  и  $\mu_n$  по нашей теории электромагнитного поля заключается в следующем:

$$\mu_k = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} + \rho' \quad (4)$$

$$\mu_n = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} - \rho' \quad (5)$$

Эти формулы прежде всего объясняют, почему проницаемость, найденная при отражении от проволок, меньше, чем таковая, полученная при поглощении волны в проволоках. Из (4) и (5) легко найти, что:

$$\mu = \sqrt{\mu_k \mu_n} \quad \text{и} \quad \rho = \frac{\mu_k - \mu_n}{4T}.$$

Вычисления, выполненные мной в 1926 г., используя значения  $\mu_n$ , полученные из опытов с решетками, и старые значения  $\mu_k$ , дают экспериментальные значения  $\mu$  и  $\rho$ , которые, как видно на рис. 2, хорошо согласуются с теоретическими, представленными в виде кривых. Точки, представляющие опытные значения  $\rho$ , в случае железа и в случае никеля лежат вблизи кривых и хорошо вырисовывают максимум  $\rho$ . Кривые  $\mu$  вследствие небольшого числа экспериментальных точек выявляются не во всех деталях; точки, однако, хорошо следуют за извилами теоретических кривых.

В области оптики, где теория дисперсии родилась и выросла, где она имеет все права гражданства и где экспериментальная методика значительно проще и совершеннее, и там сопоставление теоретических и экспериментальных чисел и теперь еще не приводит к полному совпадению. Для примера я привожу одну кривую из лучшего исследования в этой области, принадлежащего фан дер Платсу.

Кривая  $K$  на рис. 2 представляет собой коэффициент поглощения света в 10% растворе краски роз бенгаль. На основании анализа этой кривой были получены характеризующие это вещество параметры  $\lambda_0$ ,  $\theta$  и  $k_{\infty}$ ; при помощи формулы, аналогичной (2), были получены значения  $\epsilon$ . Теоретическая кривая  $\epsilon$  заметно уклоняется от экспериментальных точек. Однако и в случае магнитной и в случае электрической дисперсии точки близко лежат к кривым,

обнаруживая тем самым удовлетворительное согласие опыта с предсказаниями теории. В области оптики согласие бывает еще лучше при более слабых растворах краски. В области магнитных явлений заметное расхождение обусловлено прежде всего недостаточной точностью вычисления  $\mu_n$  из наблюдения отражения волн от проволок; кроме того, здесь не учтено влияние других полос абсорбции, особенно лежащих около  $\lambda = 100$  см. Несмотря на это, экспериментальные точки во всех случаях следуют за извилами теоретических кривых. Это можно рассматривать как доказательство близости к действительности лежащего в основе теории дисперсии предположения о резонансе структурных элементов вещества, в частности о резонансе элементарных магнитов.

### 3. НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ В ОБЛАСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОВ.

Магнитные спектры в области наиболее коротких герцевых волн, от 20 до 1 см длины, были исследованы в 1911 г.; до сих пор еще эта работа остается единственной, что объясняется трудностью получения коротких волн. Для исследования магнитных спектров в области еще более коротких, ультрагерцевых волн, смежных с тепловыми, будет полезен недавно открытый массовый излучатель, испускающий непрерывный спектр волн до десятых долей мм. В 1921 г. Гансу и Лоярте удалось проследить спектр никеля от волн 100 см до 20 см длины; около 24 см они обнаружили максимум, подобный полученному нами в 1911 г. В интерпретации его они следуют всецело нашей теории и вычисляют из него по нашим формулам введенные нами параметры  $\theta$ ,  $\lambda_0$  и  $k_{\infty}$ . За последние 3 года появился за границей ряд работ в этой области: Израэль, Гюттона и Миюль, Уэйта, Буша и Соколова; два исследования, Митяева и Малова, выполнены у нас.

Наибольшей тщательностью отличаются немецкие работы—Израэль и Буша и Соколова. В работе Израэль был исследован спектр никелевых проволок в 0,6 и 1,16 мм диаметром. При помощи вибратора Ми были получены

электрические волны от 30 до 200 см длины. Производилось определение спектра  $\mu_k$  по сопротивлению проволок, вычисленному из декремента затухания проволочного прямоугольника, резонирующего на вибратор<sup>1)</sup>. На параллельные проволоки прямоугольника, натянутые на расстоянии 10 мм друг от друга, могла надвигаться намагничивавшая их ка-

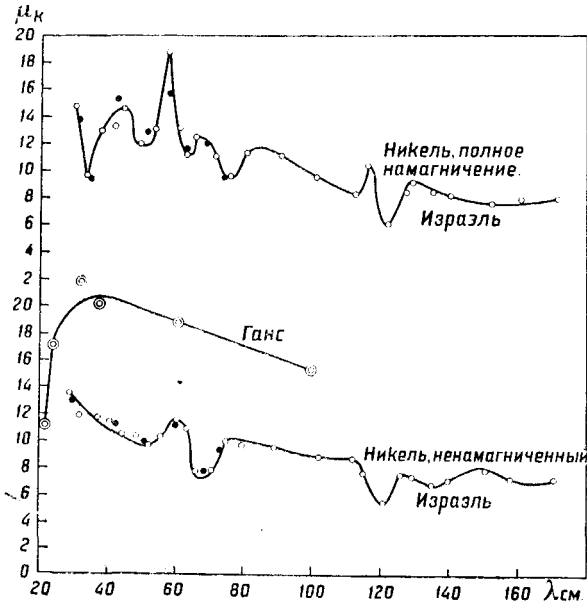


Рис. 3. Магнитные спектры никелевых проволок по Гансу и по Израэль (от 20 до 175 см).

тушка длиной 120 см, дававшая поле до 600 гаусс. На рис. 3 представлены спектры никелевой проволоки 0,6 мм диаметром; нижняя кривая относится к ненамагниченной проволоке, верхняя — к сохраняющей остаточное намагничение; черные точки относятся к повторным наблюдениям после возвращения проволоки к начальному состоянию после намагничивания или размагничивания. Кривые Израэль и Ганса в общем указывают на падение  $\mu$  от волн 30 см до волн

<sup>1)</sup> О методах магнитной спектроскопии см. XVII гл., II части, дополнительного тома курса физики О. Д. Хвольсона.

на 204 см. Кривая Ганса вследствие недостаточного числа точек не дает тех деталей, которые видны на кривых Израэля.

Израэль целиком принимает нашу теорию и самый факт существования магнитных спектров<sup>1)</sup>. Он подтверждает многие из московских наблюдений, как, например, то, что магнитные спектры зависят от диаметра проволоки, и что толстые проволоки дают более сложные спектры, чем тонкие.

На V Съезде физиков, состоявшемся в Москве в декабре 1926 г., Г. Буш (Йена) сделал доклад „Магнитная

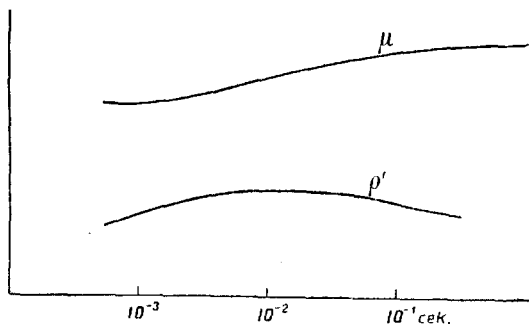


Рис. 3а. Спектр мягкого железа в малых частотах и слабых полях.

спектроскопия высокой разрешающей силы“. Буш говорит<sup>2)</sup>: „Если мы спросим себя, в каком направлении должно прежде всего развиваться исследование этой области, то,

<sup>1)</sup> Зависимость магнитных свойств от периода поля в технических частотах известна каждому электротехнику. В Московской магнитной лаборатории поставлено на очередь исследование магнитных спектров в области малых технических частот. На основании данных, которые можно найти в литературе (преимущественно исследование М. Вина, 1898 г.), можно составить приблизительное представление о характере магнитного спектра в области периодов в сотые и тысячные доли секунды, — см. рис. 3а. В мягких сортах железа подобную же полосу можно встретить у периода в 60 секунд. Кроме того еще никто неопроверг факта, являющегося исходным пунктом при создании учения о магнитных спектрах, именно того, что в световых и тепловых волнах сталь и никель немагнитны, а в герцевых волнах и технических частотах они сильно магнитны: где-то должен быть переход от одних свойств к другим и там, где он есть (около сантиметровых волн), есть несомненная полоса магнитной дисперсии.

<sup>2)</sup> Цитирую по переводу с рукописи, выполненному П. А. Никитиным и печатающемуся в Ж. Р. Ф. О., т. 60, вып. I.

полагаю, мое мнение совпадает с мнением проф. В. К. Аркадьева, что ближайшая, нужнейшая и важнейшая задача заключается в основательном изучении этой новой области во всех направлениях, т. е. нужно исследовать зависимость магнитных спектров от всех влияющих на них обстоятельств: от химического состояния, кристаллической структуры, физических факторов (например, температуры, натяжения, степени намагничивания), геометрической формы — диаметра проводов и т. д.

„К задачам этим отчасти уже приступлено в лаборатории В. К. Аркадьева. При этом от методов измерения требуется не столько точность, сколько быстрота определений, ввиду чего методы, выработанные Аркадьевым и его учениками, равно как Гансом и Лойярте, оказываются здесь очень удобными; достаточную точность этих методов, по крайней мере для того, чтобы в основных чертах установить явление,— доказывает хорошее согласие результатов, полученных совершенно различными методами.

„Следующей за этой важной задачей мне представляется повышение точности измерений, чтобы исследовать более тонко структуру магнитных спектров. Совершенно такое же распределение работы мы наблюдаем в оптической спектроскопии: часть ее задач, именно нахождение спектральных линий, требует спектрографа или спектроскопа с незначительной степенью точности (призма или маленькая решетка), с которыми можно быстро и удобно работать.

„Наоборот, для изучения тонкой структуры спектральных линий нужны сложные методы интерференционной спектроскопии: майкельсоновская ступенчатая решетка, пластинка Луммера-Герке, пластинки Фабри и Перо, обладающие большою разрешающей силой, т. е. большою точностью<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Понятия „разрешающая сила“ и „точность измерений“ не вполне покрывают одно другое, так как разрешающая сила, строго говоря, касается измерений длин волн, в то время как повышение точности, главным образом, касается измерения интенсивностей. Обратно, в оптической спектроскопии введение регистрирующего фотометра Коха, только вследствие повышения точности измерения силы света, повысило в 10 раз пределы разрешающей способности. Это показывает, что оба понятия очень тесно связаны и замена одного другим оправдывается.



Представив себе, сколь большая часть успехов современной спектроскопии возникла из второй названной выше области работ, придем к заключению, что и в магнитной спектроскопии следует ожидать более глубокого изучения явлений в результате повышения разрешающей силы установок.

Первым шагом в этом направлении можно считать мои опыты и работу моего ученика Вуккеля, направленные к уточнению метода Аркадьева — измерения волн в проволоках<sup>4</sup>.

После этого Буш излагает метод измерения сопротивления проволок высокопеременному току, разработанный Вуккелем и усовершенствованный другим его учеником Л. Соколовым; последний применил его к исследованию спектра железной проволоки. Работа Соколова была потом напечатана в *Annalen der Physik*. На рис. 4 представлены кривые, им полученные. Буш говорит о них следующее: „Измеренные значения  $k$  и  $\mu_k$  представлены на рис. 4, который изображает результаты измерений, выполненных Соко-

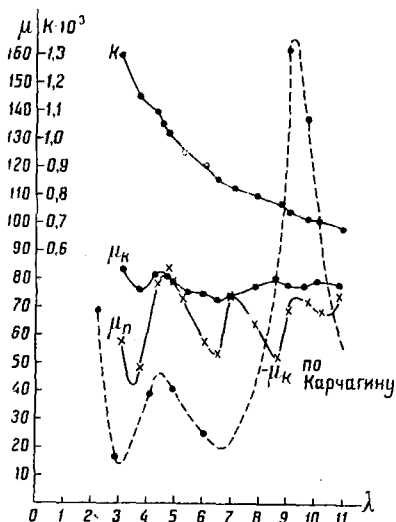


Рис. 4. Магнитные спектры железных проволок по Бушу и Соколову (от 3 до 11 м) и по Карчагину.

ловым над проволоками чистого электролитического железа (от Гереуса, Ганау), диаметром 0,50 мм, в пределах длин волн от 3,21 до 10,9 м;  $k$  есть измеренный коэффициент абсорбции,  $\mu_k$  — определяемая отсюда обычным путем магнитная проницаемость,  $\mu_n$  — соответствующая проницаемость из самоиндукции, которую, по Аркадьеву, находят по разнице длин волн в железных и медных проводах. В согласии с теорией Аркадьева  $\mu_n$  всегда меньше  $\mu_k$  кроме точки  $\lambda = 4,71$  м,  $\mu_n = 82$ , чему, впрочем, вследствие небольшой точности измерения  $\mu_n$ , не приходится придавать значения.

„Для сравнения начерчена кривая для  $\mu_k$ , полученная Карчагиным в той же области волн. Как видно, она значительно отклоняется от кривой, найденной Соколовым. Различие могло бы быть объяснено различием материала проволок: электролитическое неотожженное железо у Соколова, шведское кованое отожженное у Карчагина. Гораздо больше значения я придаю тому, что максимумы  $\mu_k$ , наблюдаемые Карчагиным, выступают также и у нас, хотя слабо, но все же несомненно; это значит, что на месте полос, наблюдавшихся Карчагиным, имеется аномалия даже у самого чистого железа.

„Как эти полосы располагаются в отдельности и как они зависят в частности от химического состава проволоки, ее предыдущей термической обработки, кристаллического строения и т. д., могут выяснить только дальнейшие измерения.

„То, что описанный метод дал уже результаты — еще очень немного; в большей части своей „Магнитная спектроскопия повышенной разрешающей силы“ еще является программой. Но это понятно, так как существующая методика, как ясно из предыдущего, чрезвычайно затруднительна и берет много времени.

„Мы имеем все основания надеяться, что дальнейшие работы будут идти быстрее. В этом отношении электрическая спектроскопия может нам служить примером.

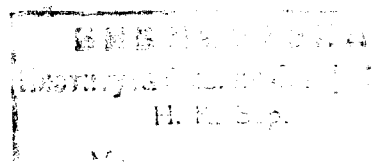
„Если мы вспомним, как до крайности хлопотливы и утомительны были первые методы интерференционной спектроскопии, какой громадный труд и время положил даже такой гениальный экспериментатор, как Майкельсон, чтобы исследовать строение только одной спектральной линии кадмия, и если мы сравним это с быстротой современных изящных методов интерференционной спектроскопии, то мы можем надеяться, что рано или поздно появятся также и точные методы магнитной спектроскопии, пользуясь которыми, мы сможем измерять не только точно, но и быстро“.

Иначе смотрит на магнитные спектры Гюттон. История этих исследований такова.

В 1924 г. его ученик Лавиль опубликовал обширную работу, в которой он проверял при помощи незатухающих колебаний теорию поглощения электрических волн в проволоках. С теоретической стороны его работа очень ценна, что же касается его вычислений, то они вызывают ряд недоумений. Для коэффициента  $\beta$  поглощения волн в проволоках из алюминиевой бронзы он приводит следующие значения  $\beta \cdot 10^5$ , полученные из опыта и вычисленные теоретически:

$\lambda$ см	649,1	447,3	401,5	341,5	297,4
Опыт. Лавиль . . .	3,30	3,97	4,19	4,63	4,91
Вычисл. Лавиль . . .	3,305	3,985	4,21	4,66	4,98
Вычисл. Аркадьев . .	3,48	4,24	4,41	4,79	5,11

Из таблицы видно, что вычисленные им числа сходятся с опытными до долей процента. Если же проверить его вычисления, то окажется, что по формулам Лавиля получаются значения на 1—3% больше; кроме того и самые формулы его неточны: при вычислении сопротивления проволок переменному току он берет упрощенное выражение (между тем согласно Ценнеку, следует прибавлять еще известный член 0,277). Если это сделать, то получаются числа, приведенные в последней строке таблицы, на 3,4—6,8% большие наблюдаемых. Таким образом проверка теории распространения волн в проволоках в действительности у Лавиля дает систематическое отклонение, превосходящее 5%. Лавиль исследовал также проволоки и из магнитного материала. Последние все дали исключительно постоянное значение проницаемости железа при разных волнах от 3 до 87 м: 74, 73,5, 73,6 73,5, 75 и 74. Ошибка, допущенная Лавилем при проверке теории, ставила этот результат под большое сомнение. Кроме того ошибки измерений  $\beta$  у него иногда составляли, как он сам говорит, 4%, что не могло обещать согласия значений проницаемости большего, чем внутри 8%. Все это заставило меня обратиться к Гюттону с письмом и выслать ему отписки наших работ. Оказалось, что наши исследования им не были известны; постоянство



$\mu_k$  у Лавиля Гюттон объясняет тем, что Лавиль не попал в полосу дисперсии. После этого Гюттон предпринял исследование магнитных свойств железа совместно с Миюль, которое дало результаты, представленные в виде точек на рис. 5<sup>1)</sup>.

Как мы видим, ими получено недостаточное число точек, чтобы вырисовались все максимумы<sup>1)</sup> кривых Никитина; однако точки, лежащие в области кривой Буша и Соколова, достаточно хорошо воспроизводят два их макси-

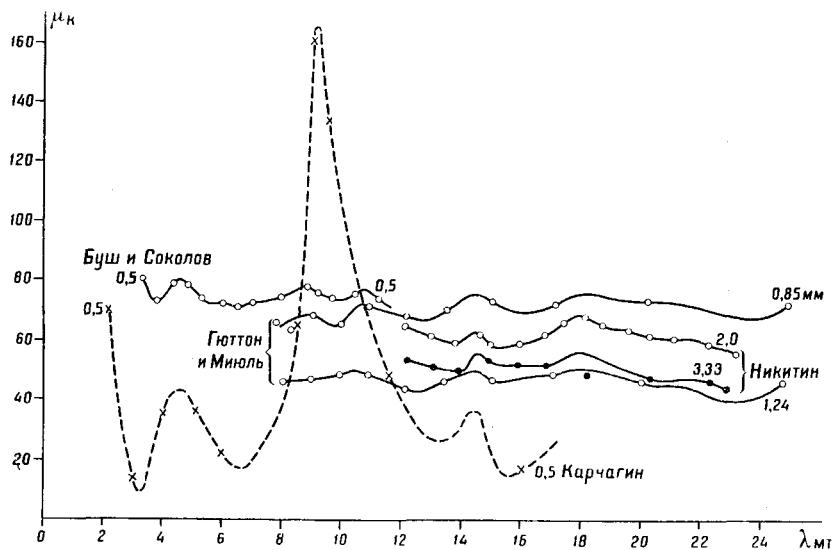


Рис. 5. Магнитные спектры железных проволок по Гюттону и Миюль, по Бушу и Соколову, по Карчагину и по Никитину.

муму и минимум. Сами Гюттон и Миюль, не зная наблюдений Буша и Соколова, объясняли колебания своих величин ошибками измерений. Когда в *Annalen der Physik* появилась статья Соколова, я сообщил о ней Гюттону и выслал чертёж рис. 5. Они повторили вновь свои измерения и, как он пишет мне в письме от 28 октября 1927 г., в исследованной им области они не могли признать реальным существование большого числа полос магнитной

<sup>1)</sup> Кривая через точки Гюттона проведена мной так, чтобы показать, что его данные не противоречат данным Никитина.

абсорбции. Малое число полос, следовательно, ими допускаются. При взгляде на рис. 5 трудно все же представить себе, что оба максимума при волне в 8,8 и 10,6  $\mu$  обоих авторов случайны. Характерен еще спуск кривых в области от 11 до 12,5  $\mu$ , который наблюдается на всех шести кривых всех трех работ. Едва ли это есть результат ошибок наблюдений.

Теперь остается еще сказать о работах в области сантиметровых волн. Все исследования, сделанные в Москве, дают более или менее согласные результаты, представленные на рис. 6. На чертеже указаны имена авторов, года выполнения исследования, сила многопеременного магнитного поля и диаметр железных проволок: 0,1, 0,5 и 1,4 мм. Некоторые из спектров были получены в проволоках, намагниченных постоянным магнитным полем, достигавшим 600 гаусс у Митяева и 8000 гаусс у Малова. При этом наблюдалось только снижение кривой без заметного смещения максимумов и минимумов. Последнее находится в полном согласии с теоретическим исследованием Акулова, изучавшего вопрос о влиянии дополнительного постоянного поля на положение полос магнитной дисперсии.

Вследствие того, что обнаруженный еще в 1921 г. в Московской магнитной лаборатории своеобразный ход магнитной проницаемости в этой области волны является весьма неожиданным и парадоксальным, было обращено особое внимание на влияние ошибок наблюдения на вычисление приведенных кривых. Вследствие этого Малов измерял величину проницаемости немагнитных материалов, т. е. веществ с проницаемостью, равной 1 и заведомо постоянной. Такими материалами ему служили проволоки из нейзильбера, фосфористой бронзы и манганина. Их проницаемость при изменении длины волны оказывалась постоянной в пределах 1—4%, в то время как у железа она при этом менялась на 20—50%.

В Америке эти явления пробовал воспроизвести Уэйт, пришедший при оценке своих результатов к заключению об отсутствии аномалии проницаемости вблизи волны в 100  $\mu$ ; его кривая, представляющая кажущуюся проницаемость  $\mu$

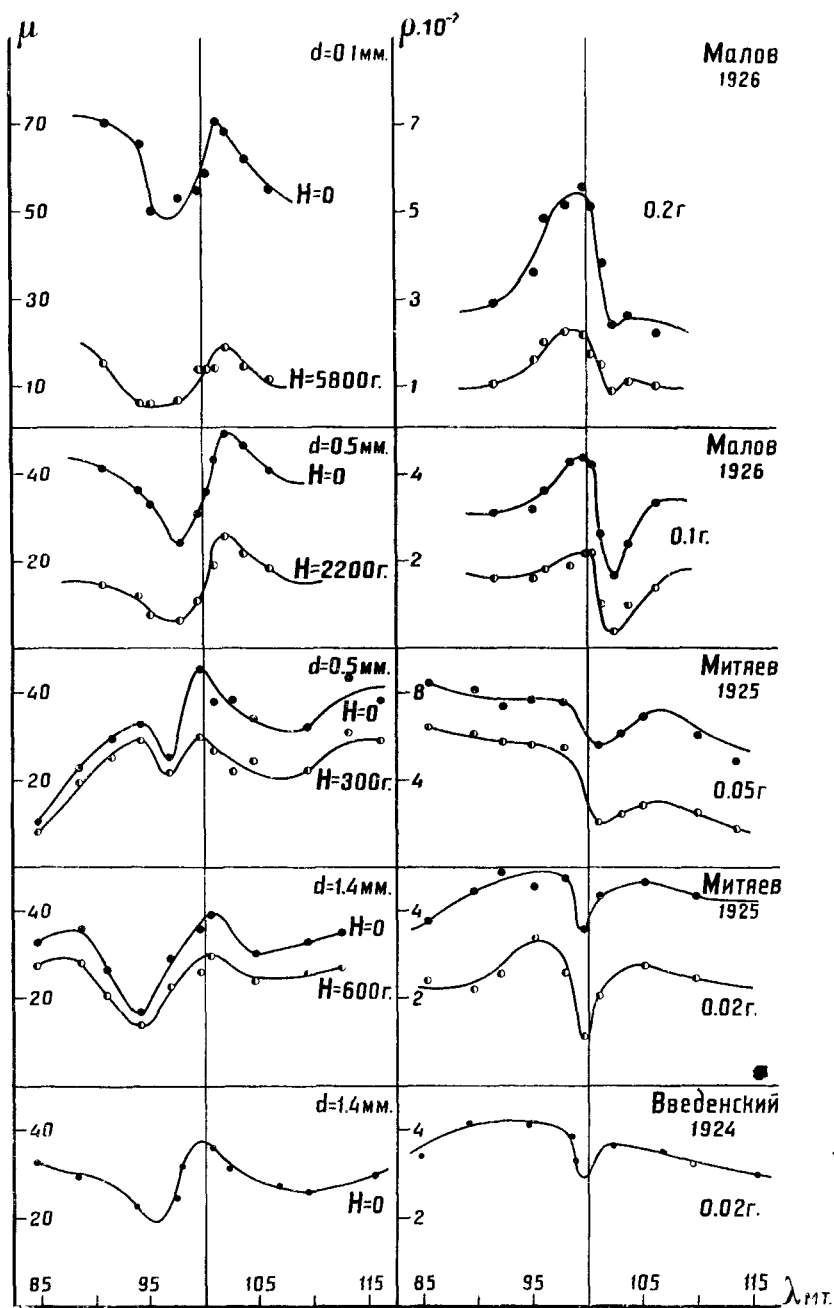


Рис. 6. Полоса в магнитном спектре железа около волны в 100 микрон по Введенскому, Митяеву и Малову.

железных проволок, определяемую по увеличению самоиндукции катушки, в которую их вносят, дана на фиг. 7.

Работа Уэйта была выполнена в Отделе земного магнетизма института Карнеги в Вашингтоне. Это исследование вызывает еще больше недоумений, чем работа Лавиля и заключения Гюттона.

Прежде всего нельзя не выразить удивления по поводу ряда неточностей и ошибок в ссылках на работу Введенского и Теодорчика, которая является в статье Уэйта предметом критики.

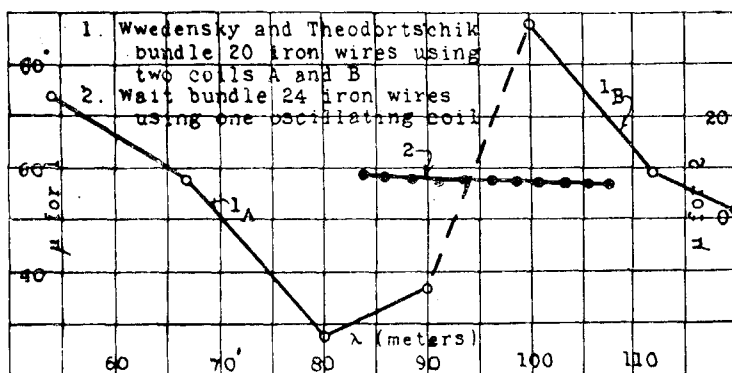


Рис. 7. Полоса Введенского и Теодорчика в интерпретации Уэйта.

Кривые проницаемости Введенского и Теодорчика, представленные на рис. 4 их статьи в *Annalen der Physik*, воспроизведены здесь на рис. 8. Различным способом обозначенные точки получены при помощи разных катушек А, В, С и D, введшихся в колебательный контур. Ясно видно, что точки, соответствующие разным катушкам, чередуясь, лежат на общей плавной кривой и что, следовательно, от перемены катушек в приборе результат измерений не меняется.

После того как была тщательно проверена точность метода, были исследованы проволоки и другой толщины; для них было достаточно получить точки лишь в наиболее характерных местах кривых; наименьшее число точек пало на проволоки в 82 и 97 микронов; последнюю кривую Уэйт и избирает объектом своих возражений.

1. Уэйт объясняет максимум, полученный Введенским и Теодорчиком, тем, что последние после волны в 90 м (см. диаграмму Уэйта. фиг. 7) переходят на другую катушку. Мы видели, что Введенский и Теодорчик на ряде

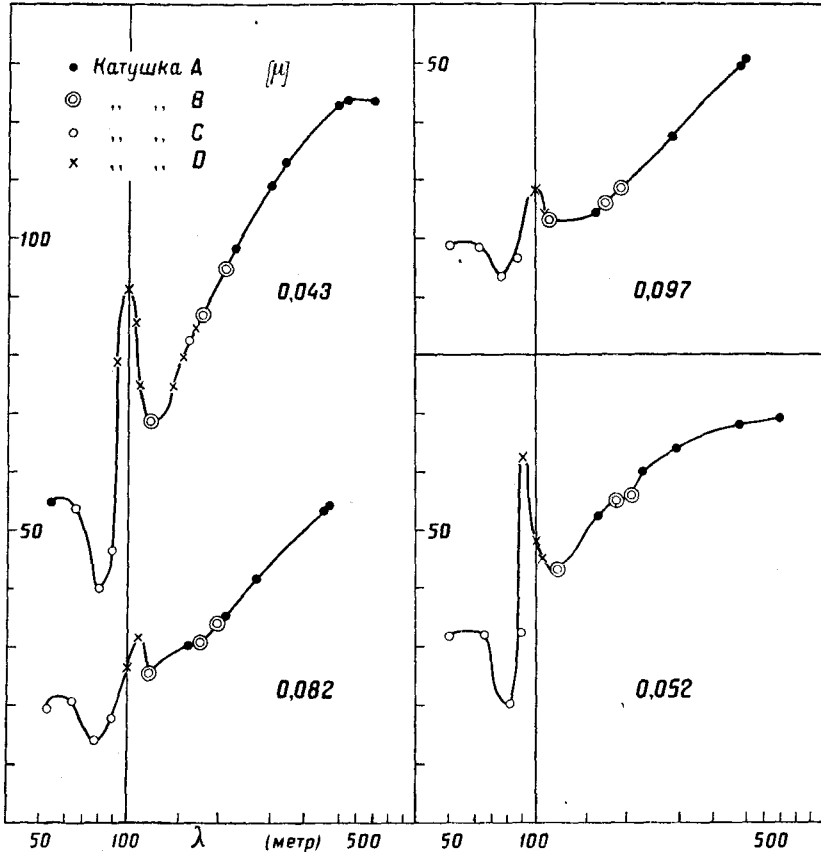


Рис. 8. Полоса около 100 м для разных проволок по Введенскому и Теодорчику.

кривых показали, что перемена катушки не влияет на результат.

2. Уэйт приводит в пример свою кривую, которая якобы «режет» максимум Введенского и Теодорчика. Достаточно, однако, обратить внимание на то, что она искусственно приподнята над осью абсцисс и представляет притом совсем другую величину, именно кажущуюся проницаемость  $\mu$ ,



не исправленную на токи Фуко. На правильно сделанном чертеже она должна бы лежать значительно ниже кривой Введенского и Теодорчика.

3. На рис 9. представлена та же кривая Уэйта, только исправленная мною на токи Фуко. Мы видим, что в действительности проницаемость Уэйта систематически падает в сторону длинных волн: при изменении от 84 до 114 м  $\mu$  падает от 32,5 до 12,9 и притом не по плавной кривой, а образуя заметную ступень. Падение проницаемости на 60%

не может быть рассматриваемо, как отсутствие аномалии; вероятнее, однако, что здесь сказываются недостатки установки Уэйта, недопустимые, конечно, в работе, которая должна быть выполнена образцово, раз ее ставят с целью проверки других работ. Аномалия, найденная Введенским и Теодорчиком, имеет совсем другой характер и резко себя проявляет только в очень слабых полях, порядка сотых и десятых долей гаусса (см. рис. 6); у Уэйта же поле в этих опытах составляло „всегда меньше чем 20 гаусс“.

Интересно однако, что в других опытах Уэйта, где поле составляло 0,05—0,6 гаусса в случае исследования порошков, а в случае исследования тонких железных проволок (около 20  $\mu$  диаметром) все-таки 0,6 гаусса, изменения проницаемости наблюдались; однако Уэйт приписал их особенностям установки и в последующих опытах он подавил их (намечавшиеся спектры?) каким-то усовершенствованием приборов (может быть усилением поля?) Однако подробного описания и результатов этих опытов Уэйт не приводит в своей статье.

4. Уэйт приводит кривую Введенского и Теодорчика с указанием, что она относится к пучку в 20 проволок, рис. 7. В действительности, как то следует из табл. IV статьи

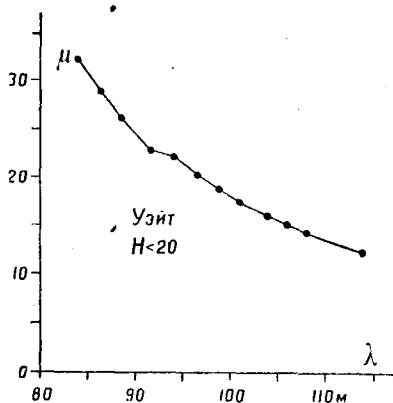


Рис. 9. Спектр, в действительности полученный Уэйтом.

Введенского и Теодорчика, их кривая относится к 4 проволокам, натянутым на стеклянной трубке. Это, как и другие недосмотры, указывает на недостаточное внимание Уэйта к критикуемой им работе <sup>1)</sup>.

5. Уэйт говорит, что и у них наблюдались максимумы и минимумы на спектральных кривых, однако они зависели от способа соединения приборов и переходили один в другой при изменении длины проволок, соединявших отдельные конденсаторы емкости колебательной системы. В Москве это проверялось Маловым, который пришел к отрицательному заключению о влиянии на спектр соединительных проводов в его приборах.

6. Уэйт не затрогивает того факта, что Введенский и Теодорчик проверяли найденную ими аномалию около 100 м еще тремя другими методами и нашли во всех случаях согласные результаты.

7. Уэйт не объясняет также того обстоятельства, что сталь в опытах Введенского и Теодорчика дает свой спектр, отличный от спектра железа и никеля.

Опыты, произведенные в 1921 г. Введенским и Теодорчиком, а в 1927 г. Маловым, указывают на большое влияние силы многопеременного поля на резкость спектральных полос в этой области: чем больше сила магнитного поля, тем более размыты полосы; при силе поля в 10 гаусс Введенский и Теодорчик наблюдали только слабый признак полосы (см. их фиг. 7 в *Annalen d. Physik*).

Возможно, что при силе поля до 20 гаусс, которое было у Уэйта, и при том сорте железа, с которым он имел дело, от спектральных полос и должен остаться тот слабый след, который мы находим на его исправленной кривой, представленной на рис. 9.

---

<sup>1)</sup> Недавно в *Physical Review* появился второй реферат о работе Уэйта и др., опять-таки не лишенный недоразумений, посланную мной директору Института земного магнетизма д-ру Бауэру проволоку в 0,5 мм они приписывают Введенскому и Теодорчику называя ее „образец Введенского и Теодорчика“, между тем как последними описано исследование проволок от 0,043 до 0,097 мм диаметром.

Несомненно, что химический состав, обработка и температура железа не могут остаться без влияния на получаемые спектры; опыты, произведенные Акуловым, показывают, что натяжение железной проволоки влияет на ее сопротивление многопеременному току. Вследствие кропотливости методов получения магнитных спектров влияние этих факторов еще не исследовано.

Нужно заметить, что и электрические спектры в герцевых волнах поддаются исследованию с большим трудом. Эта область существует в течение 30 лет, а рациональная методика получения спектров в герцевых волнах только теперь начинает выясняться благодаря работам школы проф. Ми во Фрейбурге. Один из его учеников, Франкенбергер, так начинает свою диссертацию 1927 г.: „Работы Колли, Рукопа и Вейхмана, которые до сих пор были сделаны по вопросу об абсорбции и дисперсии дециметровых электрических волн в воде, дали сильно отличающиеся друг от друга результаты. Настоящая работа имеет целью внести окончательную ясность в небольшую часть спектра воды, именно между волнами от 52 до 58 см длины, где Вейхман нашел резкую полосу аномальной дисперсии“.

Действительно, в 1921 г. Вейхман первый получил в воде характерные полосы электрической дисперсии и абсорбции, лежащие между волнами от 29 до 56 см. Прошло 6 лет и Франкенбергер в той же лаборатории Ми выяснил, что в совершенно чистой воде полосы у 55 см нет, но при прибавлении к дистиллированной воде миллионных долей кремнекислого натрия полоса появляется вновь; это значило, что у Вейхмана она была обусловлена растворенным в воде веществом стеклянного сосуда, в котором производился опыт. Точные измерения показали, что эта полоса состоит из трех элементарных полос, обусловленных центрами со следующими собственными волнами  $\lambda_0$ : 54,49, 55,55 и 53,29 см. С этой точки зрения легко объяснить, почему при исследовании проволоки из химически чистого железа у Соколова не получились те резкие полосы, которые наблюдались Карчагиным: в железе Соколова и Гютона, может быть, не было тех составных частей, кото-

рые были в проволоке Карчагина. Как резко меняется спектр смеси алкоголя с водой при малейшем изменении концентрации — показал еще в 1907 г. Колли; его ученик Иванов в 1915 г. обнаружил резкую зависимость спектра воды от температуры: при повышении ее до 50° совершенно исчезает ряд полос, лежащих между волнами от 60 до 124 см длины.

Так сильно зависит электрический спектр жидкостей от разных условий. Но жидкости — наиболее определенные в физическом отношении тела; недаром за единицу сопротивления берется известной длины столб ртути, вода служит мерой удельного веса и теплоемкости, бензол — диэлектрического коэффициента. Твердые тела не употребляются как мерило тех или иных физических свойств потому, что свойства их, даже в кристаллическом состоянии, весьма непостоянны. Они с трудом поддаются химической очистке и всегда, в зависимости от обработки, могут иметь ту или иную плотность, электропроводность, диэлектрический коэффициент, показатель преломления и т. д. Что касается ферромагнитных веществ, то последние особенно чутки ко всяким вариациям тепловой и механической обработки, к предыдущей магнитной истории данного образца, к его механическим вибрациям и натяжениям, не говоря уже о зависимости от химического состава. Меняя последний, мы можем получить материал с проницаемостью в постоянном поле от десятков тысяч до сотен единиц и с задерживающей силой от сотых долей гаусса до сотен гаусс и т. д. Нетрудно понять поэтому, что магнитные спектры, получаемые в твердом железе, стали или никеле, не могут не различаться друг от друга; как показывают московские и немецкие работы, в некоторых областях волн они сильно меняются еще в зависимости от диаметра проволоки. Это все должно объяснить те кажущиеся противоречия, которые наблюдаются в результатах работ разных авторов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Подводя итог сказанному, приходим к заключению, что магнитные спектры на всем громадном протяжении шкалы электромагнитных волн еще недостаточно изучены. По самой

сущности дела они должны зависеть от множества параметров и теперь перед нами возникает задача установления нормального вида магнитных спектров вместе с детальным выяснением влияния на них всех тех условий, в которых может находиться твердое тело. Пока в этом направлении сделано очень немного; московские исследования являются первыми, за границей к этим задачам только приступают, и вся работа в этой области носит больше рекогносцировочный характер. В стремлении охватить поведение ферромагнитных веществ в возможно более широком интервале волн, железо начали исследовать на таком широком протяжении шкалы, на каком в старой электрической спектроскопии не изучено еще ни одно вещество.

Иногда приходится слышать мнение, что наблюдения Миюль и Уэйта опровергли существование полос в магнитных спектрах и результаты связанных с ними работ по электромагнетизму вообще. По этому поводу можно сказать следующее:

1. Приведение к симметричной форме уравнений Максвелла введением магнитной проводимости, оправдываемой требованиями реального опыта, ни в какой мере не зависит от существования полос в магнитных спектрах. Поэтому базирующиеся на пополненных сравнениях Максвелла московские работы Введенского, Шиллерова и Ермолаева, так же как немецкие исследования Трукса, Уллера и диссертация Миттельштрасса, ни в какой мере аннулированы быть не могут.

2. Разработка общей теории магнитных спектров и общей теории магнитной дисперсии и абсорбции, основанной на гипотезе упруговязкого движения магнитных центров, выполненная в Москве, не может быть лишена своего принципиального значения; она имеет настолько общий характер, что не зависит от того, в каких частях электромагнитной шкалы волн есть полосы магнитной дисперсии и где их нет.

3. Мы видели, что достаточно прочно установлено существование полос в магнитных спектрах в периодах около минуты и сотых секунды (рис. 3а) и около миллиардных

долей секунды (рис. 2). Они не могут не существовать и в области перехода от герцевых к тепловым волнам, где наверняка исчезают магнитные свойства.

Поэтому теория новой дисперсии и абсорбции не может быть лишена не только принципиального, но и практического значения.

#### ЛИТЕРАТУРА.

(Продолжение, начало см. т. IV, стр. 263, 1924.)

26. В. Аркадьев. О расчете железных проводов для переменного тока. Тр. ГЭИ. № 15, стр. 70, 1926.

27. К. А. Mittelstrass. Untersuchungen über die Hautwirkung in Eisenleitern. Arch. f. Elektrot. 18, 595, № 6, 1927.

28. Б. Введенский. Расчет поверхностного эффекта в ферромагнитных цилиндрах с магнитной проводимостью. Труды ГЭИ. № 6, стр. 39, 1925. № 15, стр. 14, 1926.

29. Б. Введенский и Б. Шиллеров. Таблицы и кривые для расчета поверхностного эффекта в ферромагнитных цилиндрах с магнитной проводимостью. Труды ГЭИ. № 15, стр. 23, 1926. Ж. Р. Ф. О. 58, 241, 1926. Zs. f. Phys. 34, 309, 1925.

30. В. Аркадьев. О решетках Герца. Труды ГЭИ. № 15, 1926. Ann. d. Phys. 75, 426, 1924.

31. В. Аркадьев. Отражение электромагнитных волн от магнитной среды. Ж. Р. Ф. О. 58, 148, 1926. ZS. f. Phys. 38, 903, 1926.

32. В. Аркадьев. Ограждение электрических волн от ферромагнитных решеток Герца. Ж. Р. Ф. О. 58, 159, 1926. Ann. d. Phys. 81, 649, 1926.

33. В. Аркадьев. Колебания и резонанс элементарных магнитов. Доклады Ак. Наук. А. 1927, стр. 12, C. R. d. S. d. PAc. d. S. 183, 777, 1926.

34. Verh. J. Vander Plaats. Ann. d. Phys., 47, 42, 1915.

35. В. Аркадьев. Электромагнитная спектроскопия металлов. XVII глава дополнит. тома курса физики О. Д. Хвольсона, 1926.

36. В. Аркадьев. О магнитной дисперсии и абсорбции. Ж. Р. Ф. О. 56, 194, 1924.

37. В. Аркадьев. Об анализе спектральных кривых. Ж. Р. Ф. О. 56, 217, 1924.

38. В. Аркадьев. Магнитные спектры железных и никелевых волокон в области сантиметровых герцевых волн. Ж. Р. Ф. О. 57, 24, 1925, ZS. f. Phys., 28, 11, 1924.

39. В. Аркадьев. Задачи общей спектроскопии. (Речь на открытии IV съезда физиков в Ленинграде). Ж. Р. Ф. О. 57, 57, 1925.

40. H. Israëi. Magnetospektroskopische Untersuchungen an Nickeldrähten mit kurzen Hertzschcn Wellen. ZS. f. Phys., 39, 841, 1926.

41. H. Busch. Магнитная спектроскопия повышенной разрешающей силы. Ж. Р. Ф. О. 60, № 1, 1928.

42. Leo Sokolow. Eine Präzisionsmethode zur Messung der magnetischen Permeabilität bei sehr schnellen Schwingungen. Ann. d. Phys. 83, 1136, 1927.

43. C. Gutton et J. Mihul. Sur la perméabilité du fer aux fréquences élevées. C. R. 184, 1234, 1927.

44. G. Laville. Recherches expérimentales sur la propagation des ondes électromagnétiques le long des fils. Annales d. Physique. 2, 328, 1924.

45. G. R. Wait. Magnetic permeability of iron and magnetite in high frequency alternating fields. Phys. Rev. 29, 566, 1927. См. еще Phys. Rev. 31, 330, 1928.

46. В. К. Митяев. Влияние постоянного магнитного поля на магнитные спектры. Ж. Р. Ф. О. 58, 181, 1926. ZS. f. Phys. 38, 716, 1926.

47. Н. С. Акулов. О магнитной проницаемости в случае пульсирующих магнитных полей. Ж. Р. Ф. О. 58, 577, 1926. Тр. ГЭЭН. № 15, 1926.

48. Н. Н. Малов. Влияние сильных магнитных полей на магнитные спектры. V съезд русских физиков. Стр. 62. 1926.

49. Ernst Frankenberger. Die anomale Dispersion einer Silikatlösung zwischen 50 und 60 cm Wellenlänge. Ann. d. Phys. 82, 394, 1927.

50. К. Иванов. Исследование дисперсии в электрическом спектре воды. Изв. Варшавск. университета 1915. Ann. d. Phys, 65, 481, 1921.

## ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПИЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ.

*П. Н. Великов, Москва.*

Изучению пьезоэлектрических явлений посвящено много работ крупнейших физиков прошлого столетия (Кюри, Рентген, Фогт, Покельс, Липман, Томсон, Рике). В последнее время эти явления приобрели новый интерес благодаря весьма плодотворным применениям пьезоэлектрических свойств кварца в радиотехнике и в акустике.

Первые наблюдения над пьезоэлектричеством известкового шпата были сделаны в 1817 г. Аюи (Найу) и затем Беккерелем (E. Becquerell). Но в то время эти новые явления не вызвали большого интереса и не послужили предметом изучения; на возникновение зарядов на гранях кристалла под влиянием приложенного давления было вновь обращено внимание в 1880 г. братьями Кюри<sup>1)</sup> \*) (P. и J. Curie) и ими же этот эффект был впервые подвергнут подробному изучению на турмалине и на некоторых иных кристаллах. Схема начальных опытов Кюри такова: основания призмы, вырезанной из турмалина так, что ребра ее параллельны оси кристалла, снабжаются металлическими обкладками, которые соединяются с квадрантами электрометра. Давление, производимое на основания призмы, вызывает отклонение электрометра, и по прекращении давления электрометр возвращается к начальному положению; если же, подвергнув кристалл сдавливанию, разрядить электрометр и начать уменьшать давление, то электрометр показывает отклонение в другую сторону.

\*) Ссылки, обозначенные цифрами, относятся к указателю литературы стр. 325.



Такими начальными качественными наблюдениями Кюри было установлено, что когда призма подвергается сжатию вдоль оси, то на ее противоположных гранях возникают разноименные заряды, которые меняются на обратные при замене сжатия растяжением, причем пьезоэлектрический эффект оказывается пропорциональным давлению.

Дальнейшее изучение пьезоэлектрических явлений при более сложных деформациях велось Рентгеном<sup>2)</sup> и Кундтом<sup>3)</sup> (Kundt), причем для определения знака возникающих при механических воздействиях зарядов Кундт пользовался тем способом опыления, который применялся им при изучении пироэлектрических явлений: ради этого кристалл посыпается из пульверизатора смесью тонкого порошка сурика и серы. Вследствие трения при распылении сера электризуется отрицательно, а сурик положительно, так что места кристалла, получившие отрицательные заряды, оказываются покрытыми красным налетом сурика, а те, где возникли положительные заряды, покрываются белым налетом серы.

Липман (Lippmann), исходя из термодинамических соображений, предсказал обратный пьезоэлектрический эффект. И действительно, эксперимент подтвердил, что если две грани кристалла, перпендикулярные его электрической оси, снабдить металлическими обкладками и к этим обкладкам приложить некоторую разность потенциалов, то кристалл расширяется или сжимается в зависимости от того, как приложена разность потенциалов к его концам.

Если тот конец кристаллической призмы, который при сжатии заряжается положительно, зарядить отрицательно, а противоположный положительно, то кристалл сжимается и, наоборот, если придать положительный заряд той грани кристаллической призмы, которая при сжатии электризуется положительно же, то кристалл испытывает расширение.

Теорией пьезоэлектричества, как уже сказано, занимались многие из крупных физиков. Не касаясь теорий явления<sup>4)</sup>, мы здесь приведем лишь конечные уравнения теории Фогта, которыми устанавливается связь между механическими деформациями и возникающей при пьезоэлектрических явлениях поляризацией в кристалле.

Обозначив через  $P_1, P_2, P_3$  компоненты пьезоэлектрического момента, отнесенного к единице объема кристалла, подвергнутого деформации, и через  $x, y, z$  смещения по соответствующим осям, а через  $y_2, z_x, x_y$  — изменения угла, происходящие при вращении вокруг соответствующей оси, Фогт получает компоненты вектора  $P$  в виде

$$\begin{aligned} P_1 &= E_{11}x_x + E_{12}y_y + E_{13}z_z + E_{14}y_z + E_{15}z_x + E_{16}x_y \\ P_2 &= E_{21}x_x + E_{22}y_y + E_{23}z_z + E_{24}y_z + E_{25}z_x + E_{26}x_y \\ P_3 &= E_{31}x_x + E_{32}y_y + E_{33}z_z + E_{34}y_z + E_{35}z_x + E_{36}x_y \end{aligned}$$

где  $E$  — пьезоэлектрические константы кристалла. Если вместо компонент смещения  $x, y, z$  воспользоваться измеряемыми на опыте компонентами давлений  $X, Y, Z$ , то получается аналогичная система уравнений

$$\begin{aligned} -P_1 &= \delta_{11}X_x + \delta_{12}Y_y + \delta_{13}Z_z + \delta_{14}Y_z + \delta_{15}Z_x + \delta_{16}X_y \\ -P_2 &= \delta_{21}X_x + \delta_{22}Y_y + \delta_{23}Z_z + \delta_{24}Y_z + \delta_{25}Z_x + \delta_{26}X_y \\ -P_3 &= \delta_{31}X_x + \delta_{32}Y_y + \delta_{33}Z_z + \delta_{34}Y_z + \delta_{35}Z_x + \delta_{36}X_y \end{aligned}$$

Величины  $\delta$  носят название пьезоэлектрических модулей. Пьезоэлектрические модули связаны с пьезоэлектрическими константами соотношениями

$$\delta_{ik} = \sum_k E_{ik} \cdot s_{hk} \quad \text{и} \quad E_{ih} = \sum_k \delta_{ik} \cdot c_{hk},$$

где  $k$  — целые числа от 1 до 6, а  $c$  и  $s$  — упругие константы и модули, определяемые из уравнений теории упругости

$$-X_x = c_{11}x_x + c_{12}y_y + c_{13}z_z + c_{14}y_z + c_{15}z_x + c_{16}x_y$$

и

$$-x_x = s_{11}X_x + s_{12}Y_y + s_{13}Z_z + s_{14}Y_z + s_{15}Z_x + s_{16}X_y$$

Из всех пьезоэлектрических кристаллов обширное практическое применение нашел только один кварц ( $\text{SiO}_2$ ). Это обусловливается, с одной стороны, его значительными пьезоэлектрическими свойствами, а с другой — его большой механической прочностью.

Относясь к кристаллам гексагональной системы, кварц принадлежит к группе трапецоэдрической тетартоэдри,

имеющей одну тройную оптическую ось и три перпендикулярных к ней двойных (электрических) оси, составляющих между собой углы в  $120^\circ$ . Его кристаллы представляют из себя шестигранную призму, ограниченную двумя пирамидами (рис. 1). При сжатии в направлении одной из электрических осей (т. е. в направлении  $LM$ ,  $NP$ ,  $RS$ ), на концах этих осей возникают пьезоэлектрические заряды, при сжатии же в направлении оптической оси ( $AB$ ) зарядов не получается.

Структура кварца ( $\alpha$ -кварц) может быть изображена рис. 2 (слева); здесь черные кружки, белые кружки и крестики представляют атомы  $Si$ , лежащие в разных горизонтальных плоскостях. Между атомами  $Si$  лежат атомы  $O$  так что каждая отдельная ячейка кристаллической структуры имеет такой вид, какой показывает ее модель (рис. 3), где большие черные шары изображают атомы  $Si$ , а малые белые — атомы  $O$ . Лето- и правовращающие кварцы отличаются лишь различием в ходе винта (правый и левый), соответствующего расположению атомов  $Si$ . При  $573^\circ$   $\alpha$ -кварц, имеющий несимметричную атомную структуру, переходит в  $\beta$ -кварц, который обладает симметричной структурой и который не пьезоэлектричен. Его структура показана на рис. 2 справа. Если же путем охлаждения  $\beta$ -кварц перевести в форму  $\alpha$ , то пьезоэлектрические свойства его снова вполне восстанавливаются.

Следует заметить, что из  $\alpha$ -кварцев также встречается большое количество не обладающих пьезоэлектрическими свойствами, что объясняется, повидимому, одновременным

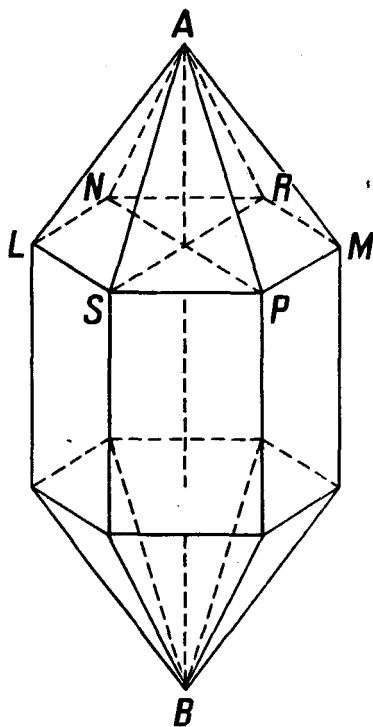


Рис. 1.

существованием во всей массе кристаллов левого и правого кварца (Коленко<sup>5</sup>).

Для практических целей из кварца вырезают пластинку так, чтоб ее широкие грани были бы перпендикулярны одной из электрических осей ( $E$ ), а оптическая ось ( $O$ ) была бы перпендикулярна плоскости, ограниченной наиболее длинными и наиболее короткими ребрами пластинки (рис. 4). Тогда при сжатии вдоль оси  $E$ , на гранях  $ABCD$  и  $EFGH$ , перпендикулярных оси  $E$ , возникают разноименные заряды, меняющие свой знак при перемене знака деформации (продольный эффект). При сжатии вдоль оси  $Y$  на гранях  $ABCD$  и  $EFGH$  возникают

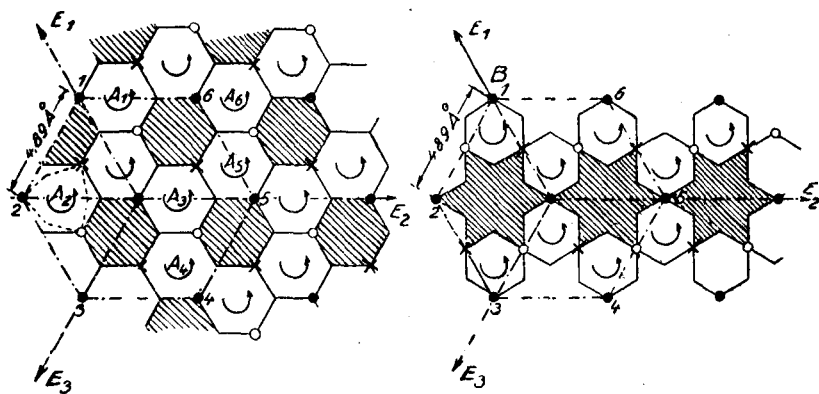


Рис. 2.

заряды такие же, какие получались при растяжении вдоль оси  $E$ , и наоборот — при растяжении вдоль оси  $Y$  на гранях  $ABCD$ ,  $EFGH$  создаются те же заряды, какие получались при сжатии вдоль оси  $E$  (поперечный эффект). Помимо этого прямого пьезоэлектрического эффекта на той же кварцевой пластинке можно заметить обратный пьезоэлектрический эффект, состоящий в том, что если грани  $ABCD$  и  $EFGH$  зарядить противоположными зарядами, то это приводит, во-первых, к сжатию кристалла в направлении созданного электрического поля, т. е. вдоль оси  $E$  (продольный эффект), и во-вторых, к удлинению его в направлении, перпендикулярном к оптической и электрической осям, т. е. вдоль оси  $Y$  (поперечный эффект). Само собою разумеется, что перемена

знака зарядов влечет за собой и изменение знака деформации.

Согласно Фогту, кристаллическая группа, к которой относится кварц, имеет лишь 5 пьезоэлектрических модулей, отличных от нуля, и 5 пьезоэлектрических констант не равных нулю. Числовые значения их в единицах CGS таковы: пьезоэлектрические константы

$$E_{11} = -E_{12} = -E_{26} = -4,77 \cdot 10^4; \quad E_{25} = -E_{14} = 1,23 \cdot 10^4, \text{ а пьезоэлектрические модули}$$

$$\delta_{11} = -\delta_{12} = -\frac{1}{2} \delta_{26} = -6,36 \cdot 10^{-8}; \quad \delta_{14} = -\delta_{25} = 1,69 \cdot 10^{-8}.$$

Следует заметить, однако, что при измерениях, сделанных Даусоном<sup>6)</sup> (Dawson) над тонкими кварцевыми пластинками, оказалось, что в разных участках одной и той же пластинки пьезоэлектрическая постоянная имеет различные значения. Так при давлениях в 1 кг, прилагаемых к различным участкам пластинки, причем площадь, на которую оказывается давление менее

0,1 мм<sup>2</sup>, электрометр дал показания, по которым  $\delta_{11}$  на отрицательной стороне пластины менялось от  $5,8 \cdot 10^{-8}$  до  $7,1 \cdot 10^{-8}$ , а на положительной — от  $4,9 \cdot 10^{-8}$  до  $6,4 \cdot 10^{-8}$ . Такое различие в значениях  $\delta$ , определяемой на одном и том же экземпляре кристаллической пластины, может быть объяснено тем, что в общей массе кристалла могут существовать вкрапленные в нее мелкие кристаллики, ориентированные по-другому, чем весь кристалл, как это было обнаружено рентгенографически Брэггом, Дарвином и Джемсом<sup>7)</sup> (Bragg, Darwin, James).

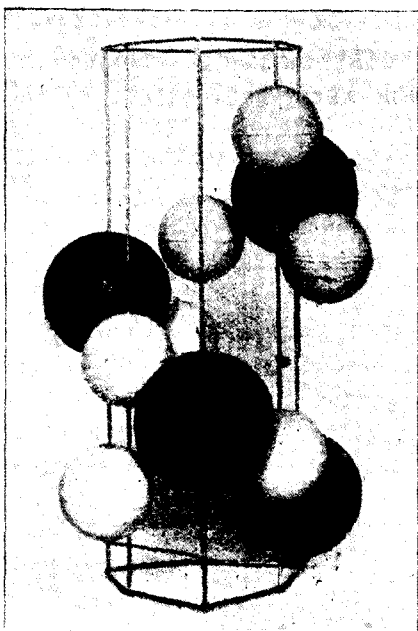


Рис. 3.

Так как из всех модулей и констант лишь по 5 отличны от нуля, то для кварца основные уравнения напишутся так:

$$\begin{aligned} P_1 &= E_{11}x_x + E_{12}y_y + E_{14}y_z \\ P_2 &= E_{25}z_x + E_{26}x_y \\ P_3 &= 0 \end{aligned}$$

или же

$$\begin{aligned} -P_1 &= \delta_{11}X_x + \delta_{12}Y_y + \delta_{14}Y_z \\ -P_2 &= \delta_{25}Z_x + \delta_{26}X_y. \end{aligned}$$

Но так как в экспериментальных условиях имеют значение лишь деформации сжатия и удлинения, то эти уравнения можно упростить, написав

$$P_1 = E_{11}x_x + E_{12}y_y \quad \text{и} \quad -P_1 = \delta_{11}X_x + \delta_{12}Y_y.$$

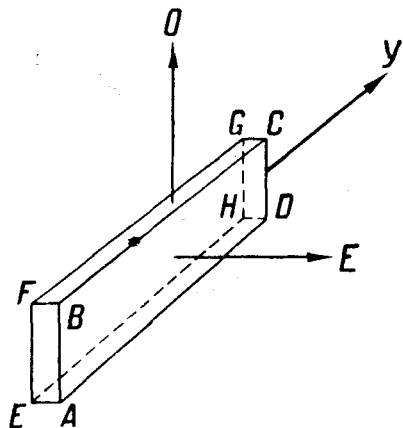


Рис. 4.

В этих двух уравнениях первые члены относятся к продольному пьезоэлектрическому эффекту (деформация или давление в направлении электрической оси), а вторые — к поперечному (деформация или давление в направлении, перпендикулярном электрической и оптической осям). Количество

электричества, возникающее на грани  $ABCD$  (рис. 4) при продольном эффекте  $q = -\delta_{11} \Gamma$  ( $\Gamma$  — сила, действующая на площадь  $ABCD$ ); при поперечном эффекте на грани  $ABCD$  возникает количество электричества  $q' = \delta_{12} \frac{L}{d} \cdot \Gamma$  ( $L$  — длина пластинки,  $d$  — ее толщина,  $\Gamma$  — сила, приложенная к грани  $ABFE$ ). Так же точно, при обратном пьезоэлектрическом эффекте смещение для продольного эффекта  $x = v \cdot \delta_{11}$ , а для поперечного  $y = v \cdot \delta_{12} \frac{L}{d}$ , где  $v$  — разность потенциалов; подсчет показывает, что при разности потенциалов в сотни вольт создается смещение порядка  $10^{-7}$  см.

Если кварцевая пластинка, вырезанная так, как было показано на рис. 4, снабжена металлическими обкладками и к ним приложено переменное напряжение, то, благодаря обратному пьезоэлектрическому эффекту, пластинка приходит в упругие колебания. Так как она обладает собственной частотой механических колебаний, зависящей от размеров и упругих свойств кварца, то ее упругие колебания оказываются наиболее интенсивными, когда частота переменного тока равна собственной частоте упругих колебаний кристалла. На явлении резонанса между электрическими и механическими колебаниями в сущности и основаны все практические применения кварца, причем оказывается, что при поперечном эффекте смещение конца стержня при резонансе превышает в 4000 раз смещение, создаваемое статическим полем. Впервые возбуждение кварца переменным током высокого напряжения было осуществлено Ланжевеном<sup>8)</sup> (Langevin), который построил, таким образом, мощный излучатель акустических колебаний высокой частоты; затем Кэди<sup>9)</sup> (Cady) исходя из приведенных выше уравнений, разработал, пользуясь графическим методом, теорию колебаний кварцевого стержня и указал на возможные применения кварца в радиотехнике. Этими работами и была положена основа для практического использования пьезоэлектрических свойств кварца.

Собственная частота упругих колебаний кварцевой пластинки может быть подсчитана по ее размерам, по плотности кварца ( $d = 2,65 \text{ г/см}^3$ ) и его модулю упругости ( $= 7,85 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$ ). По этим величинам скорость звука в кварце  $= \sqrt{\frac{7,85 \cdot 10^{11}}{2,65}} = 545 \cdot 10^3 \text{ см/сек}$ . Очевидно при колебаниях с собственной частотой размер стержня ( $l$ ) равен половине длины стоячей волны в нем, и собственная частота колебаний  $n = \frac{545 \cdot 000}{2l} \text{ сек}^{-1}$ . Отсюда видно, что в случае электромеханического резонанса длина волны замкнутого контура, создающего электрические колебания, должна быть равна  $\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 2l}{545 \cdot 000}$  или  $\lambda_{\text{мт}} \cong 110 l_{\text{мт}}$ . Пластина, имеющая вид

параллелепипеда, имеет три основных собственных частоты и большое количество (до 50) обертонов, соответствующих каждой из этих частот. Так как пластинки обычно вырезаются так, чтобы их линейные размеры заметно различались между собою, то и резонансные частоты обычно тоже достаточно далеки друг от друга. Круглые кварцевые пластинки, вырезанные перпендикулярно электрической оси так, что оптическая ось кристалла является одним из диаметров диска, тоже имеют, как обнаружил Гунд<sup>10)</sup> (Hund), три собственных частоты, опытным путем определенные как  $f = \frac{2870}{d}$ ,  $f_1 = \frac{2715}{D}$ ,  $f_2 = \frac{3830}{D}$ , где  $f$  — частота в килоциклах,  $d$  — толщина диска, а  $D$  — его диаметр в мм.

Обертоны механических колебаний пластинки можно удобно обнаружить, насыпая на пластинку кварца тонкий порошок, как это делали Вахсмут и Ауэр<sup>30)</sup> (Wachsmuth u. Auer<sup>30)</sup>. При колебаниях с частотами большими, чем основ-

ная частота пластинки, порошок собирается в узловых линиях. Тогда можно непосредственно измерить длину упругих волн в кварце, а по ним и скорость звука в нем. По опытам этих авторов оказалось, что скорость звука в кварце изменяется с частотою колебаний, возрастая с ее увеличением.

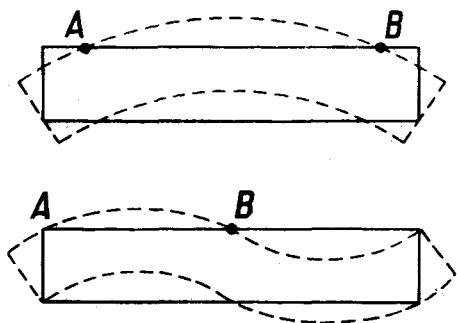


Рис. 5.

Наконец кварцевая пластинка обладает, кроме того, собственными частотами, гораздо меньшими чем те, которые зависят от длины стоячих акустических волн в ней, и которые обуславливаются поперечными колебаниями пластинки, подобными колебаниями струны. Гаррисон<sup>11)</sup> (Harrison) получал такие колебания в кварце, применяя для этого электроды, один из которых покрывает не всю пластинку, а лишь определенную часть ее; тогда на пластинке можно отметить



ряд узловых точек, на которых удерживается насыпанный на пластинку порошок (рис. 5).

Так как все практические применения кварца основываются именно на явлении электромеханического резонанса, то в практических целях оказывается чрезвычайно важным иметь способ точного определения момента резонанса. Кэди пользовался для этого определением силы тока, идущего через колебательный контур, параллельно емкости которого приключен кварц, причем собственная частота кварца приблизительно соответствует частоте контура. На

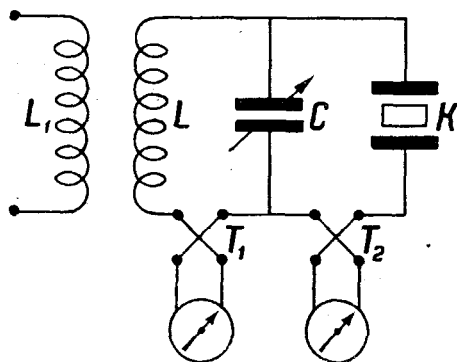


Рис. 6.

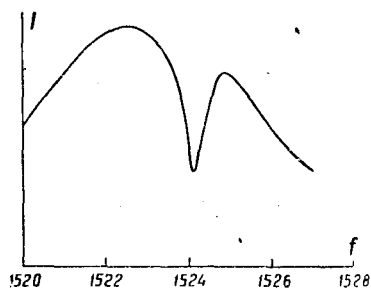


Рис. 7.

рис. 6 показана схема такого измерения. Для измерений силы тока в цепь контура ( $LC$ ) и в цепь кварца  $K$  введены два термоэлемента  $T_1$  и  $T_2$ . Когда из контура  $L_1$  передаются колебания в контур  $LC$ , то по мере приближения к резонансу ток в контуре  $LC$  увеличивается, но в момент резонанса между контуром  $LC$  и механическими вибрациями кварца, т. е. когда интенсивно колеблющийся кварц отбирает много энергии от контура, ток в цепи  $LC$  резко падает; поэтому на резонансной кривой, которую можно определить гальванометром, связанным с  $T_1$ , получается провал (рис. 7). В то же время ток, идущий через кварц и измеряемый термоэлементом  $T_2$  при резонансе резко возрастает.

Так как постоянство собственной частоты механических колебаний кварцевой пластинки очень велико и, как видно по рис. 7, резонансная кривая кварца очень остра, то кварцевая пластинка может с удобством быть применяемой для

контроля постоянства частоты в колебательном контуре. Так, например, контроль постоянства частоты может быть осуществлен по схеме рис. 8. Контролируемые волны действуют на контур  $LC$ , параллельно емкости которого приключен

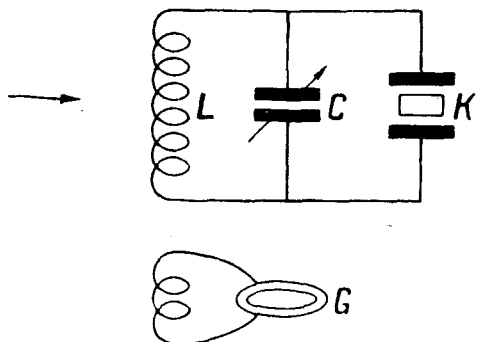


Рис. 8.

кварц. С контуром связана маленькая лампа тлеющего света, загорающаяся по мере приближения к резонансу между частотой входящих колебаний и частотой контура  $LC$ . Но в момент, когда достигается резонанс между  $LC$  и частотой вибраций кварца, лампа потухает. Таким спо-

собом достигается настройка контура на определенную длину волны с точностью до  $1/100\,000$ .

Еще более простым является акустический способ для определения момента резонанса кварца с колебательным контуром, предложенный Кэди (рис. 9). Ламповый генератор, с которым соединен кварц, действует на приемный контур усилителя  $V$ ; если плавно менять частоту в генераторе, то в момент резонанса колебательного контура с кварцем в телефоне приемного устройства слышен щелчок.

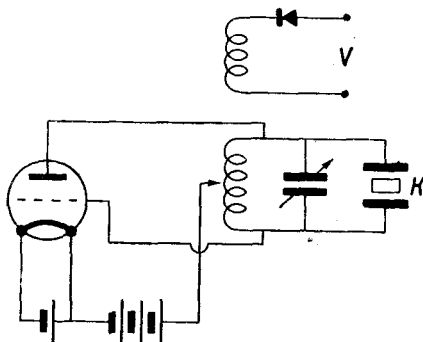


Рис. 9.

Этот способ оказался очень удобным и чувствительным для распознавания пьезоэлектрических кристаллов. Гибе и Шейбе<sup>12)</sup> (Giebe u. Scheibe), так исследовали большое количество различных веществ, причем испытание на пьезоэлектричность велось не на больших экземплярах кри-

сталлов, а на кристаллических порошках, насыпанных между обкладками конденсатора, приключенного параллельно емкости колебательного контура генератора (рис. 9). При плавном изменении длины волны контура ( $\lambda$  от 50 до 1000 м), при некоторых положениях переменного конденсатора, в теле-

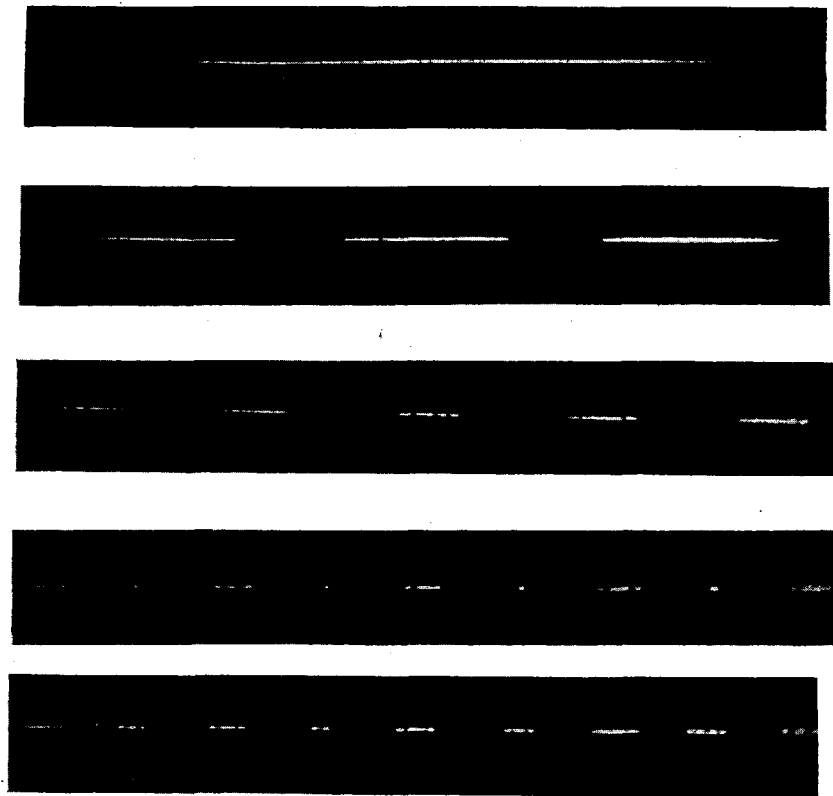


Рис. 10.

фоне усилителя слышится шум, происходящий от того, что частоты некоторых из кристалликов оказываются находящимися в резонансе с частотой контура. Этот способ весьма удобен для качественных испытаний, но не дает возможности для количественных измерений.

Еще более точный способ определения резонанса предложен Гиббе и Шейбе<sup>13)</sup> по световому эффекту, наблю-

даемому в момент резонанса на кварцевой пластинке, помещенной в вакуум (10–15 мм ртутного столба) и положенной свободно между электродами так, чтобы расстояние между нею и верхним электродом было бы 0,5 мм или несколько более. Под влиянием переменного поля кварц приходит в интенсивные колебания и вторичный прямой эффект, созданный сжатиями и расширениями пластинки, создает настолько сильное поле между кварцем и электродами, что возникает свечение, фотографии которого приведены на рис. 10. Как видно по фотографиям, подбором частот возбуждающего поля можно получить картины свечения, со-

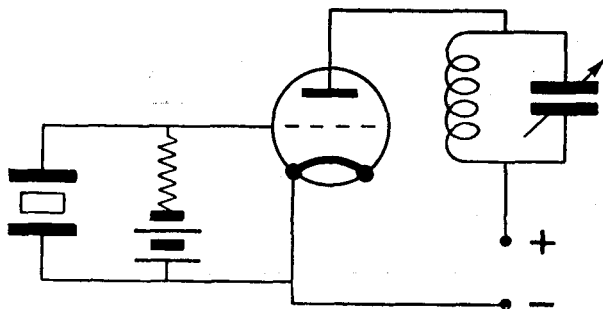


Рис. 11.

ответствующие различным обертонам механических колебаний кварца.

Пользуясь несколькими гармониками механических колебаний, можно кварцевую пластинку применять в качестве контролирующего приспособления для нескольких частот. Несколько измененный тип подобного приспособления разработанный теми же авторами<sup>14)</sup>, в котором маленькие электроды приложены лишь к средней части кварца и световые пятна получаются вдоль всего стержня, не соприкасаясь с электродами, в настоящее время выпущен в продажу берлинской фирмой Radio-Frequenz для контроля частот.

В позднейшей работе Гибе и Шейбе<sup>31)</sup> применили тот же световой метод для обнаружения механических колебаний, возникающих не только при удлинениях кварцевого стержня (продольные волны), но и при его периодических изгибаниях

(поперечные волны) или его закручиваниях. Такого рода колебания вызываются неоднородным переменным полем, которое можно создать в кварце при помощи двух пар маленьких электродов, соответственным образом приложенных в средней части стержня. Изменяя частоты подводимого к электродам напряжения, можно создать в кварцевом стержне интенсивные колебания, соответствующие его обертонам частотам. При этом весь стержень, помещенный в вакуум 0,3 — 0,5 мм ртуты, делится на резко разделяющиеся светлые и темные участки, по которым можно распознать места максимальных деформаций \*).

Влияние температуры на частоте колебаний кварца сказывается не очень сильно; при изменении температуры на 1° пластинка, имеющая частоту в  $10^6$ , изменяет число своих колебаний всего на 25 кол./сек. для продольного эффекта и на 50 кол./сек. для поперечного эффекта<sup>15</sup>). Постоянство собственной частоты кварца и достигаемая при помощи него точность настройки в настоящее время делают пьезокварц совершенно необходимым прибором при стандартной градуировке и при проверке волномеров.

Благодаря тем же своим свойствам, кварц имеет еще одно весьма важное значение в радиотехнике — являясь стандартным генератором колебаний. В настоящее время уже имеется большое количество различных генераторных схем, в которых приводимый в колебания кварц служит регулятором частоты. Одна из начальных схем такого рода показана на рис. 11. Здесь кварц помещен в цепь сетки генераторной лампы параллельно с сопротивлением. Частота продольных или поперечных колебаний кварца должна быть одинакова с частотой колебательного контура, находящегося в цепи анода генераторной лампы. Момент резонанса между кварцем и колебательным контуром можно определить по резкому спаданию тока в цепи анода. Такой генератор работает с неизменной частотой, и точность настройки кварцевого генератора может быть доведена до  $10^{-4}$  %.

\*) Прекрасные фотографии Гибе и Шейбе здесь не приводятся, так как упоминаемая работа появилась после того, как настоящая статья была сдана в печать.

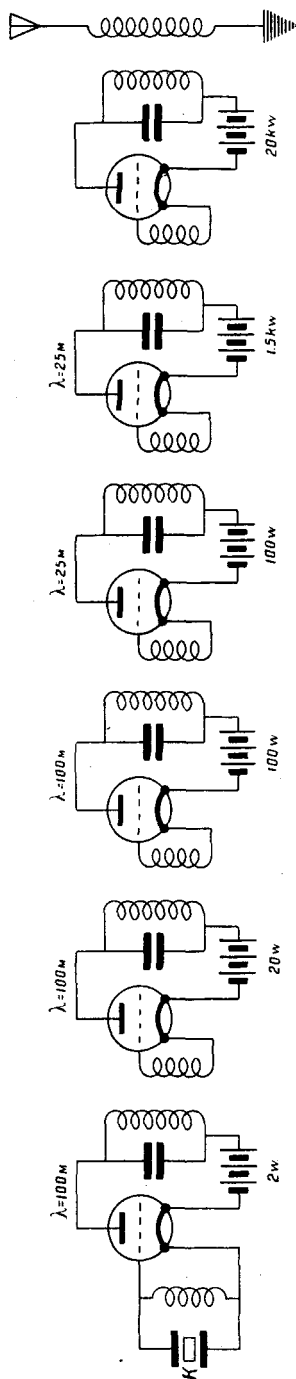


Рис. 12.

Само собою разумеется, что особенно важную роль должны играть такие стандартные генераторы в области коротких волн, которая за последние годы завоевывает все более прочное место в радио. Однако, практические пределы частот, между которыми может работать кварцевый генератор, ограничиваются размерами кварцевых пластинок. Для длинных волн требуются слишком большие пластинки, а пластинки толщиной менее 1 мм (что соответствует, приблизительно, длине волны около 100 м) оказываются хрупкими и не выдерживают высоких напряжений. Тем не менее возможно применение стандартных кварцевых генераторов для передачи короткими волнами при условии искусственного повышения частоты, как это делается, например, на станции Науэн. Схема передатчика Науэна показана на рис. 12. Кварцевый генератор мощностью в 2 W создает волны длиной в 100 м; в дальнейшем ведется повышение мощности до 20 kW и учетверение частоты до длины волны в 25 м.

Наконец надо упомянуть еще об одном свойстве кварца, тоже широко применяемом теперь в радиотехнике в тех же целях — достичь возможно большего по-

стоянства частоты колебаний в генерирующем контуре. Кэди в своей первой работе <sup>9)</sup> о колебаниях пьезоэлектрического кристалла теоретически исследовал вопрос об обратном действии кварца на колебательный контур. Им было показано, что емкость кварцевого конденсатора, приключенного параллельно конденсатору колебательного контура так, как это было изображено на рис. 6, по мере приближения к резонансу не остается постоянной: при увеличении частоты она сначала быстро возрастает, затем резко падает, принимая отрицательные значения, и потом по мере удаления от положения резонанса, снова увеличивается, опять достигая значения статической емкости кварцевого конденсатора (рис. 13).

Позднее те же вопросы были теоретически разобраны Лауе <sup>16)</sup> (Laue). Наличие такого резкого скачка емкости кварцевого резонатора в момент резонанса дает возможность применить кварц в качестве стабилизатора колебаний в контуре. В самом деле, в случае, если емкость контура почему-либо уменьшается, то это

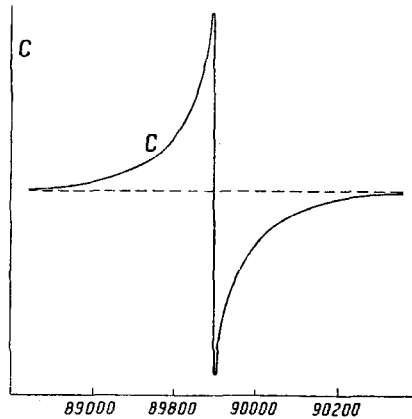


Рис. 13.

повлечет за собою возрастание емкости кварца и наоборот — увеличение емкости контура вызовет компенсирующее ее уменьшение емкости кварцевого конденсатора. Область, в которой кварц является стабилизатором, конечно, очень узка — она определяется кривой резонанса кварцевой пластинки. Таким образом кварц в различных своих применениях дает возможность разрешить одну из весьма важных для современного состояния радиотехники задач — вопрос о постоянстве частоты и излучаемой волны, и за последние 2—3 года уже создалась обширная, преимущественно американская литература, посвященная вопросу о применении кварца в радио <sup>17)</sup>.

Несмотря на то, что кварц преимущественно может обслуживать область высоких частот, он может быть применен и для создания колебаний звуковой частоты. Две кварцевые пластинки, имеющие недалекие друг от друга собственные частоты, будучи помещены в общей генераторной схеме, создают в генераторе биения, частота которых может быть произвольно низкой. Такие же биения низкой частоты могут быть получены и тогда, когда две кварцевых пластинки находятся в разных генераторных контурах или же при помощи одной пластинки, имеющей форму,

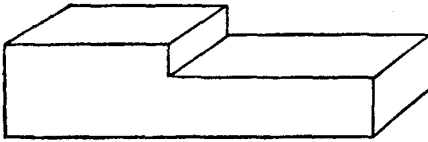


Рис. 14.

показанную на рис. 14 из обладающей двумя различными частотами<sup>10)</sup>. Таким образом пьезоэлектрические свойства кварца могут быть использованы и в акустических целях. Но глав-

ное значение для акустики кварц имеет в качестве излучателя мощных колебаний высокой частоты, лежащей далеко за пределами слышимости — в области так называемых ультразвуковых частот.

Для целей практической акустики кварц был впервые применен, как уже было сказано, Ланжевенем, которым был сконструирован подводный ультразвуковой передатчик, первоначально предназначенный для определения морских глубин \*) (эхо-лот). Это же было и первым техническим применением пьезоэлектричества, потому что Ланжевен был первым, кто использовал для получения мощных механических колебаний явления резонанса упругих и электрических колебаний пьезоэлектрического кристалла, снабженного соответственной арматурой. Первоначально применявшиеся для этой цели Ланжевенем кварцевые пластинки размером  $10 \times 10 \times 1,6$  см были заменены впоследствии устройством, состоящим из множества кварцевых пластин, уложенных наподобие мозаики между двумя массивными

\*) См. У. Ф. Н. т. 5, 240, 1925.



стальными дисками, служившими электродами; один из дисков, будучи подвижным, является источником акустических волн. Переменное напряжение у Ланжевена доставлялось дуговым генератором с частотой около 40 000, что соответствовало резонансной частоте применявшегося им устройства. Переход к области ультразвуковых частот дал возможность иметь излучатель, размеры которого больше длины излучаемой им звуковой волны, и тем самым была создана возможность получить в воде направленный пучок акустических волн, излучаемых в направлении, перпендикулярном к плоскости электрода. При затраченной мощности около 1 kW (при излучаемой мощности в несколько сот ватт) достигается дальность распространения пучка ультразвуковых волн в несколько десятков километров. В дальнейшем ультразвуковой передатчик Ланжевена служил не только в качестве эхолота, а был применяем также в целях связи между кораблями; при этом обратное превращение ультразвуковых волн в электрические колебания может быть выполнено аналогично монтированным и имеющим соответствующие размеры кварцевым приемником, на электродах которого возникают колебания напряжения строго определенной частоты; после усиления, и передачи в радиоприемное устройство, возникшие на электродах кварца электрические колебания обнаруживаются обычными методами.

Кварцевый передатчик Ланжевена, при напряжении на электродах 30 000—40 000 V, создает в воде настолько мощное акустическое излучение, что мелкие рыбы, попадающие в зону ультразвукового луча умирают, а если в воде на пути звукового луча, исходящего от этого передатчика, поставить руку, то ощущается резкая боль. Этот способ создавать мощные акустические колебания очень высоких частот дал возможность новых акустических исследований. В 1927 г. была опубликована интересная работа Вуда и Лумиса<sup>18)</sup> (R. Wood и A. Loomis), которые обнаружили некоторые весьма любопытные явления, сопровождающие распространение коротких звуковых волн.

Для изучения свойств плоских акустических волн ультразвуковой частоты и большой мощности, Вуд и Лумис

пользовались катодным генератором, состоящим из двух ламп, мощностью по 1 kW, который давал частоты от 100 000 до 700 000. С колебательным контуром генератора через трансформатор, доводящий напряжение приблизительно до 50 000 V, соединены металлические обкладки кварцевой пластинки: одна из этих обкладок — массивная свинцовая, вторая же из тонкой меди. Применявшиеся кварцевые пластинки представляли собой диски в 10 см диаметром и толщиной от 7 до 14 мм. Кварц с его арматурой помещался на дно стеклянного сосуда, наполненного трансформаторным маслом. От медного тонкого электрода в масле распространяются акустические волны очень большой мощности, несмотря на то, что Вуд и Лумис работали не в условиях электро-механического резонанса. Прежде всего оказалось, что эти волны оказывают чрезвычайно большое давление на преграду, поставленную на их пути. Так стеклянный диск в 8 см диаметром, на который снизу оказывают давление звуковые волны, может не падая быть нагружен гирьками в 150 г. Наибольшее давление на диск волны оказывают в том случае, когда расстояние между источником звука и отражающим диском равно целому числу полувольт. Если при наличии звукового давления опускать диск вниз, держа его рукою за палочку, приклеенную к его центру, то рука чувствует периодически, через каждые проходящие четверть волны, увеличения и уменьшения сопротивления для прилагаемого усилия. Таким образом можно определить длину звуковой волны в жидкости, а следовательно и скорость звука в ней. Этот способ определения скорости звука был подробно разработан Хаббардом и Лумисом<sup>19</sup>) (Habbard a. Loomis). Когда расстояние между отражающей пластинкой и кварцевым излучателем равно целому числу полувольт, то обратное действие кварца на передатчик становится наиболее интенсивным, что узнается по свечению неоновой лампы, связанной с передатчиком.

Перемещая отражающий диск микрометрическим винтом, можно отсчитывать положение узлов с точностью до 0,01 мм. Этот способ дает возможность точно определить скорость звука в любой жидкости, пользуясь весьма небольшим коли-

чеством ее: для этого небольшой сосудик с жидкостью помещают непосредственно на колеблющийся кварц, и в этот сосуд опускают кружок, соединенный с опускающим его микрометрическим винтом. Бойль<sup>20)</sup> (Boyle) этим же приемом демонстрирует стоячие ультразвуковые волны в жидкостях: узловые плоскости в жидкости резко видны по собирающимся в них мелким пузырькам газа.



Рис. 15.

Насколько в этих опытах велико звуковое давление, можно видеть по фотографии, рис. 15, изображающей поверхность масла, в котором находится кварцевый вибратор. Так как на поверхность жидкости волны, идущие от вибратора, тоже оказывают давление, то она сначала покрывается рябью, затем по мере приближения частоты генератора к области резонанса кварца, поверхность жидкости поднимается кверху, и с нее начинается вылет отдельных капель. При резонансе поверхность масла поднималась в опытах Вуда на 7 см, а при увеличенной мощности даже на 10 см.

Чрезвычайно интересными оказались также результаты опытов с получением стоячих волн в стеклянных трубках. Для этого заплавленная с одного конца трубка погружается концом в масло, где возбуждены быстрые колебания. Если

внешняя сторона трубки облита маслом или жидким парафином, то этот жидкий материал собирается в узловых линиях, образуя систему колец. Точно так же можно наблюдать стоячие волны на положенном на поверхность масла стеклянном диске, к центру которого приклеен поддерживающий его стеклянный стержень. Система стоячих волн образуется в этом случае благодаря отражению от

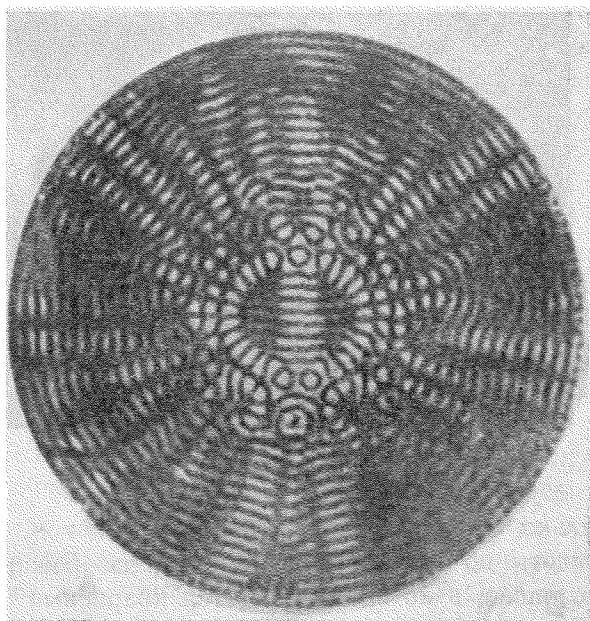


Рис. 16.

края диска. На рис. 16 (негатив) видна система полос, образованных лycopодием, насыпанным на стеклянный диск, к которому поддерживающий стержень прикреплен не центрально. Место его прикрепления видно на системе полос, причем симметрично месту прикрепления образовался фокус волн, отраженных от края диска; этот фокус сам является источником вторичных волн, породивших сложную систему полос интерференции. Опыты со стеклянным диском, имеющим различную толщину у центра и периферии

(дно от бутылки), привели к заключению, что в стекле в этом случае распространяются поперечные волны, так как расстояния между узловыми линиями, имеющими вид кругов, в этом случае оказываются не одинаковы: у центра, где стекло толще, расстояния между узлами больше, чем у края диска. Тот же эффект — различие в длине волны, распространяющейся в таких стеклянных стержнях разных диаметров при одной и той же частоте колебаний иллюстрируется рис. 17.

На нем приведены микрофотографии стеклянных стержней диаметром в 0,15, 0,5 и 1 мм, на которых упомянутым выше способом получены отметки узловых линий, создавшихся при одинаковой частоте колебаний. Чем меньше диаметр стержня, тем меньше длина звуковой волны в нем. Это также подтверждает заключение авторов о поперечном характере наблюдавшихся ими звуковых колебаний в стекле. Определенная по полученным данным скорость звука в стеклянных стержнях оказалась в этих случаях зависящей от двух величин — от диаметра стержня и от частоты колебаний; скорость звука оказывается тем большей, чем толще стержень и чем больше частота, причем скорость, определенная таким способом, гораздо меньше обычной скорости звука в стекле — она изменялась в разных условиях опытов от 400 до 2600 м/сек.

Через такие тонкие стеклянные стержни можно передать энергию при большой ее плотности. Так, например, стеклянная трубка с запаянным концом, заканчивающаяся тонкой стеклянной нитью в метр или более длины, может служить удобным коллектором для звуковой энергии, которую через тонкий конец стеклянной нити можно подводить, например, к живым организмам, изучаемым под микроскопом, или к каким-либо отдельным органам животного. Если за конец такой

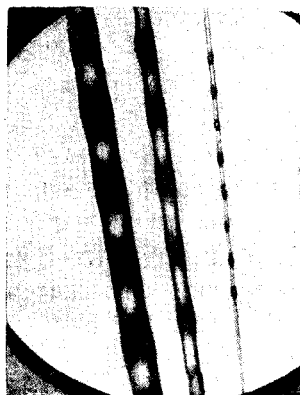


Рис. 17.

нити взяты пальцами, то получается сильный ожог вследствие тепла, выделяемого в месте контакта; также любопытно, например, что за термометр, погруженный в масло и показывающий всего  $25^{\circ}$ , нельзя взять рукой, так как в месте соприкосновения выделяется настолько большое количество тепла, что на коже остается ожог. Заостренный конец стеклянного стержня, по которому передается энергия, свободно проходит через дерево, обугливая его, и даже через стекло, высверливая в нем дырочку.

При поглощении этих мощных волн развивается настолько большое количество тепла, что  $50 \text{ см}^3$  воды приобретают за минуту 430 калорий и температура воды, помещенной в пробирку в среду, по которой проходят ультразвуковые волны, очень быстро поднимается несмотря на то, что окружающая ее среда поддерживается при  $0^{\circ}$ . Спирт в количестве  $45 \text{ см}^3$  в тех же условиях показал повышение температуры на  $4^{\circ}$  через 20 сек. Так же точно лед, поглощая звуковые волны, превращает их в тепло и тает.

Едва ли не наиболее интересным опытом из тех, какие были сделаны Вудом и Лумисом с ультразвуковыми волнами, оказывается образование при помощи этих волн очень тонких эмульсий. Масло и вода, под действием мощных колебаний большой частоты, дают стойкую эмульсию. Вода со ртутью дает эмульсию сначала белого цвета, затем коричневатую и, наконец, черную; даже через 24 часа после образования такой эмульсии большие количества ртути остаются в воде в виде суспензии. Таким образом ультразвуковые волны, как оказывается, могут быть применяемы для изготовления коллоидальных растворов. Бензол, подвергнутый действию ультразвуковых волн, распыляется и образует туман; фотография образовавшегося так тумана приведена на рис. 18. Такой же туман, но с более крупными каплями, может быть получен и от воды.

Если стеклянную трубку, утоньшенную в средней части, облить маслом и затем привести через жидкость в соприкосновение с вибрирующим кварцем, то на утоньшенной части трубки тоже образуется чрезвычайно тонкий туман масла, как это можно видеть на рис. 19, где в некоторых

пунктах (узловые точки стоячих колебаний) видны отдельные очаги тумана. Если к образующемуся таким способом туману медленно подносить спичку, то сначала заметно большое число вспышек отдельных капелек, а затем вся окруженная туманом трубка загорается, как факел.

Далее Вуд и Лумис обратили внимание еще на некоторые свойства коротких звуковых волн. Под действием этих волн мелкие частицы, взвешенные в жидкости, соединяются

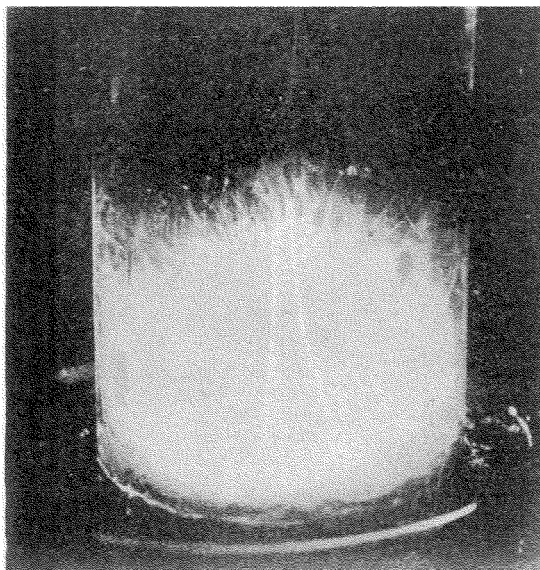


Рис. 18.

в крупные образования, ход некоторых химических реакций ускоряется, и под действием этих волн ускоряется процесс кристаллизации.

Более подробно химические действия мощных ультразвуковых волн были изучены Ричардсом и Лумисом<sup>21)</sup> (Richards a. Loomis), которые обнаружили ускорение некоторых химических реакций и распад под действием этих волн некоторых метастабильных химических соединений; ими же было отмечено, что температура кипения жидкости, находящейся под действием ультразвуковых волн, несколько по-

нижается, а в тех случаях, когда в жидкости присутствует газ, ультразвуковые волны способствуют удалению газа из жидкости.

Не менее интересны результаты биологического действия волн, обнаруженные Вудом и Лумисом. Мелкие организмы,

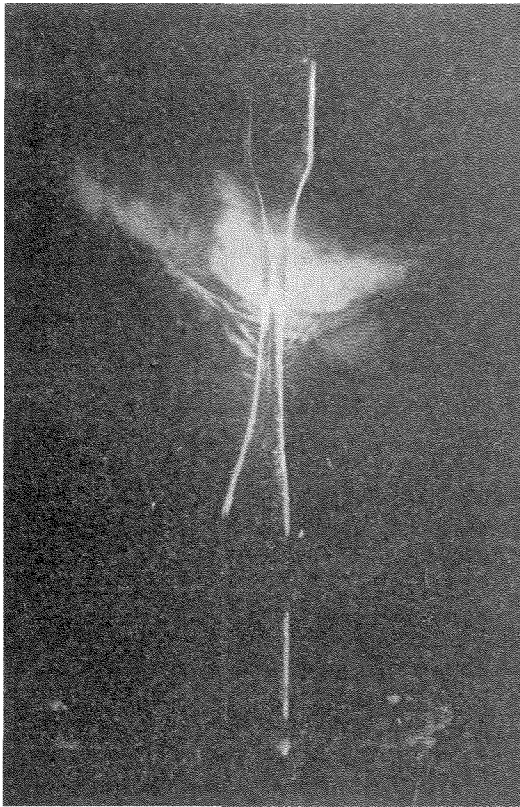


Рис. 19.

как, например, парамеции, под действием ультразвуковых волн быстро утрачивают способность двигаться и затем умирают. Красные кровяные шарики, находящиеся в физиологическом растворе, быстро разрушаются. Мелкие рыбы и лягушки под действием мощных ультразвуковых волн умирают через одну или две минуты; мышцы оказываются менее



чувствительными к звуковым волнам и лишь теряют способность двигаться.

Таким образом пьезоэлектрические свойства кварца могут служить удобным методом для акустических исследований. Пользуясь этим методом, А белло<sup>22)</sup> (Abello) измерял поглощение звука при  $f = 612\,000$  в водороде и  $\text{CO}_2$ , Бойль применил этот же способ для изучения прохождения коротких звуковых волн через различные преграды<sup>23)</sup>.

Говоря об акустических явлениях, сопровождающих пьезоэлектрические процессы, следует упомянуть об одном интересном явлении, подмеченном Мейснером<sup>24)</sup> (Meissner). Если кварцевую пластинку, вырезанную как обычно, поло-

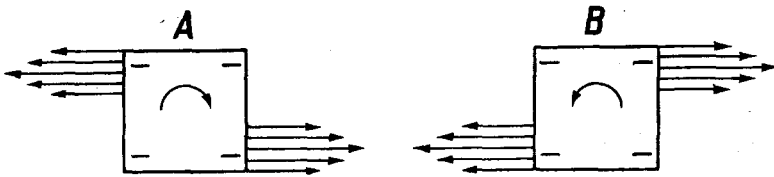


Рис. 20.

жить свободно между обкладками конденсатора, закрепив ее в центре, то при наложении на ее обкладки переменного поля частоты соответствующей электромеханическому резонансу, кварцевая пластинка приходит в быстрое вращение. Особенно интересно, что если взять две одинаковые пластинки, вырезанные одна из правовращающего, а другая из левовращающего кварцев, и положить их в конденсатор так, чтобы у той и у другой сверху приходились бы плоскости, заряжающиеся при сжатии отрицательно, то правовращающий кварц начинает вращаться в правую сторону, а левовращающий в левую. Исследуя эти вращения, Мейснер обнаружил, что когда при периодических удлинениях и укорочениях кварцевой пластинки вдоль ее длинной оси (поперечный эффект) создаются акустические волны в воздухе, то от соответствующих сторон пластинки исходит ветер. Этот ветер отклоняет пламя свечи и может вращать маленькую мельничку. В случаях, если взята пластинка с одинаковыми продольными и поперечными размерами, ветер воз-

никает не по всей стороне пластинки, а лишь с одного ее края, как это видно на рис. 20.

Вследствие этого пластинка получает вращающий момент, создающий этот любопытный эффект. Далее оказалось, что правый и левый кварцы дают ветер, направленный по-разному, чем и обуславливается вращение правого и левого кварцев в противоположные стороны. На рис. 20 *A* показано возникновение вращения правого, а на рис. 20 *B* — левого кварцев. То обстоятельство, что ветер возникает по краям пластинки, Мейснер объясняет тем, что кварцевая пластинка имеет некоторые направления, в которых концентрация молекул не одинакова, из-за чего в ней создаются неодинаковые условия для распространения упругих волн; автор указывает, что эти пьезоакустические явления могут послужить для дальнейших исследований над структурой кварца.

В акустических целях возможно применение пьезоэлектрических свойств кристаллов не только для создания звуковых волн. Выше уже было упомянуто, что то же устройство, какое было применено Ланжевром в качестве передатчика звуковых волн под водой, может служить и как приемное приспособление. По тому же принципу могут быть устроены как пьезоэлектрические телефоны или громкоговорители, так и микрофоны. В 1919 г. Никольсон<sup>25)</sup> (Nicolson), а затем Рессель и Коттон<sup>26)</sup> (Russel a. Cotton) сконструировали пьезоэлектрические излучатель и приемник акустических волн низкой частоты из кристаллов сегнетовой соли.

Сегнетова соль (винно-кислый калий — натрий —  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) обладает гораздо более сильными пьезоэлектрическими свойствами, чем кварц, и не находит практического применения лишь вследствие своей хрупкости и нестойкости.

Кристаллы ее принадлежат к ромбической системе, и согласно Покельсу (Pockels) ее пьезоэлектрические модули (в единицах CGS) имеют величины  $\delta_{14} \approx 1000 \cdot 10^{-8}$ ;  $\delta_{25} = -165 \cdot 10^{-8}$ ;  $\delta_{36} = 35,4 \cdot 10^{-8}$ .

Как видно из приведенных чисел, сегнетова соль проявляет сильные пьезоэлектрические свойства при кручении.

Валашеком (Valašek) были обнаружены некоторые интересные особенности в пьезоэлектрических свойствах сегнетовой соли. Так, например, оказывается, что если кристалл сегнетовой соли служит изолятором в конденсаторе, то количество электричества, возникающее на обкладке конденсатора, зависит от того напряжения, под каким ранее был этот конденсатор, так что график, связывающий напряжение с количеством электричества, имеет вид петли гистерезиса.

При  $-30^{\circ}\text{C}$  сегнетова соль не пьезоэлектрична. С повышением температуры ее пьезоэлектричность увеличивается, достигает максимума при  $-5^{\circ}$  и начинает после этого уменьшаться, снова исчезая при  $50^{\circ}$ , не доходя нескольких градусов до температуры ее плавления ( $56^{\circ}$ ).

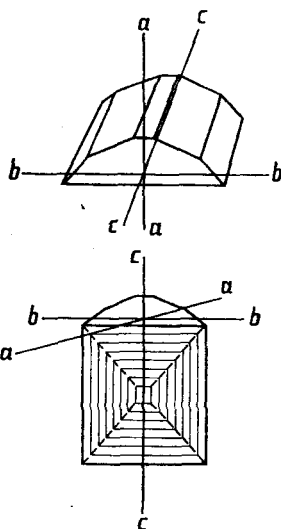


Рис. 21.

Кристаллы, искусственно полученные из пересыщенного раствора при определенных условиях роста, имеют такой вид, какой показан на рис. 21. Они являются сложными кристаллами и состоят из пирамид, обращенных вершинами к центру.

Такой тип кристаллов удобен для работ с токами низкой частоты. Никольсон для кристаллов такого типа применял взаимно-перпендикулярные электроды, расположение которых показано на рис. 22.

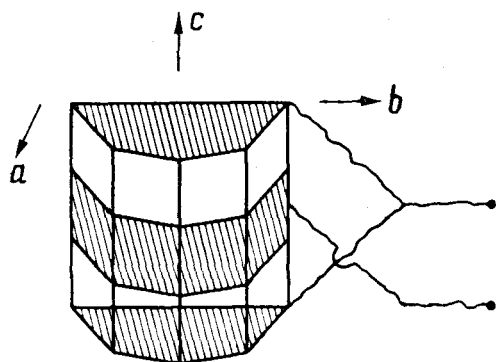


Рис. 22.

Руссель и Коттон в своем микрофоне предоставляли звуковым волнам действовать непосредственно на кристалл,

Вспехи физических наук. Т. VIII. Вып. II. 1928 г.

один электрод которого соединен с катодом, а другой с сеткой катодного усилителя. Но так как на пьезоэлектрические свойства сегнетовой соли сильно влияет влажность, то микрофоны такого рода современем меняют свои качества, хотя Руссель и Коттон указывают, что через несколько недель после изготовления их микрофон сохранял постоянство.

Высоких напряжений сегнетова соль не выдерживает, поэтому она и не может применяться в качестве мощного передатчика, и по этой же причине она не находит применения и в радиотехнике.

Совсем особое применение этим кристаллам дал Вин-Вильямс<sup>27)</sup> (Winn-Williams). Кристалл сегнетовой соли, размерами вдоль осей  $b$  и  $c$

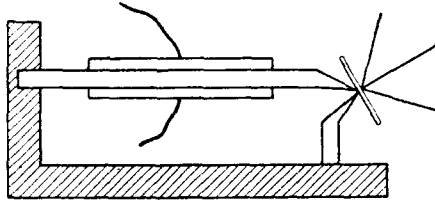


Рис. 23.

в 2,5 см и в направлении оси  $a$  в 1 см (см. рис. 21), снабженный такими электродами, какие показаны на рис. 22, имеет легкий алюминиевый указатель в 3 см длины, скрепленный с плоскостью  $ab$ . Этот указатель

отмечает вращение вокруг оси  $c$ , для чего он снабжен маленьким зеркальцем. Монтированный таким образом кристалл сегнетовой соли может служить осциллографом, применимым для частот от 0 до 600. Для более высоких частот этот осциллограф оказывается мало пригодным, так как на нем слишком сильно сказываются всякие посторонние факторы — влажность, температура, возраст кристалла.

Аналогичные пьезоэлектрические осциллографы были построены Вудом<sup>28)</sup> (A. Wood) из кварца, несмотря на его относительно малую пьезоэлектричность. Кварцевый стержень, закрепленный на одном конце, удлиняется пропорционально напряжению, приложенному к пластинкам, служащим обкладками кварца (рис. 23). Удлинение тем больше, чем стержень длиннее и чем меньше его размер в направлении между обкладками. Если подвижной конец кварца соединен с вращающимся зеркальцем, то при длине стержня в 5 см и

толщине в 0,01 см можно получить на шкале, удаленной на 1 м от зеркала, смещение в 1 см при 935 V.

Аналогичное устройство осциллографа из сегнетовой соли, в котором использовано непосредственное удлинение кристалла, было выполнено Шейбе и оказалось, приблизительно, в 4000 раз более чувствительным.

Еще более чувствительный осциллограф был сконструирован А. Вудом из двух пластин кварца, сложенных вместе. Пластины подобраны так, что когда одна удлиняется, то другая должна укорачиваться. Закрепив один конец стержня, он получил чувствительный осциллограф, у которого свободный конец сложенных вместе кварцевых пластин, монтированных подобно осциллографу, изображенному на рис. 23, при изменениях напряжения движется вверх и вниз и вращает подвижное зеркальце. От такого осциллографа можно получить на шкале, стоящей на расстоянии 1 м от зеркала, смещение в 1 см при напряжении всего в 2,5 V.

Наконец следует упомянуть еще об одном возможном практическом использовании свойств пьезокварца. Керр Грант<sup>29)</sup> (Kerr Grant) применил кварц в качестве изолятора в конденсаторе Керра. Когда кварц находится между скрещенными никольями и возбуждается переменным электрическим полем с его резонансной частотой, то луч света, проходящий через него в направлении оптической оси, дает периодические затемнения и вспышки с частотой, соответствующей удвоенной частоте электрического поля. Так при частоте поля 144 000 было отмечено при помощи вращающегося зеркала соответствующее число прохождений луча света через конденсатор Керра. Очевидно, что число световых перерывов может быть сделано гораздо большим и доведено до нескольких миллионов в секунду. Этот способ может быть во многих случаях более совершенным, чем, например, методы Физо и Фуко и может быть применен, например, для определения скорости света, для отсчета малых промежутков времени на движущихся фильмах или же он может быть применен в той системе передачи изображений на расстояние, которая была разработана Каролусом, и которая в настоящее время уже вошла в практику.

## ЛИТЕРАТУРА.

- 1) P. u. J. Curie. C. R. *91*, 294, 1880; *93*, 204, 1881.
- 2) W. Röntgen. Wied. Ann. *18*, 534, 1883; *19*, 523, 1883.
- 3) A. Kundt, Wied. Ann. *20*, 592, 1883.
- 4) См., напр., Graetz, Handb. d. Elektriz. u. Magnetism. B. I, § 342 ff. 1918. W. Voigt. Lehrbuch d. Kristallphysik. Kap. VIII. 1910.
- 5) Б. Коленко. Полярное электричество кварца. С.-Петербург. 1884.
- 6) L. Dawson. Ph. Rev. *29*, 535, 1927.
- 7) Bragg, Darwin, James, Phil. Mag. *1*, 897, 1926.
- 8) Langevin. Sondage par le son; La Nature, May, 1925.
- 9) W. Cady. Proc. Inst. Radio-Eng. *10*, 48, 1922; Journ. Opt. Soc. Amer. *10*, 475, 1925.
- 10) A. Hund. Proc. Inst. Rad. Eng. *14*, 457, 1926.
- 11) J. Harrison. Proc. Inst. Rad. Eng. *15*, 1040, 1927.
- 12) E. Giebe u. A. Scheibe. ZS. f. Phys. *33*, 760, 1925.
- 13) E. Giebe u. A. Scheibe. ZS. f. Phys. *33*, 335, 1925.
- 14) E. Giebe u. A. Scheibe. E. T. Z. *47*, 380, 1926.
- 15) A. Crossley. Proc. Inst. Rad. Eng. *15*, 9, 1927.
- 16) M. Laue. ZS. f. Phys. *34*, 347, 1925.
- 17) См. A. Scheibe. Jahrb. d. drahtl. Telegr. *28*, 15, 1926.
- 18) R. Wood a. A. Loomis. Phil. Mag. *4*, 417, 1927.
- 19) J. Hubbard a. A. Loomis. Nature, 6 August, 1927.
- 20) R. Boyle. Nature, 1 October, 1927.
- 21) W. Richards a. A. Loomis. Journ. Amer. Chem. Soc. *49*, 3086, 1927.
- 22) T. Abello. Proc. Nat. Acad. *13*, 699, 1927.
- 23) R. Boyle. Nature, № 2037, 45, 1928.
- 24) A. Meissner. ZS. f. techn. Phys. *7*, 585, 1926.
- 25) A. Nicolson. Proc. Amer. Inst. Electr. Eng. *38*, 1315, 1919.
- 26) E. Russel u. A. Cotton. Electr. Rev. *92*, 1923.
- 27) C. Wynn-Williams. Phil. Mag. *49*, 288, 1924.
- 28) A. Wood. Phil. Mag. *50*, 631, 1925.
- 29) Kerr Grant. Nature. № 3025, 586, 1927.
- 30) R. Wachsmut u. H. Auer. ZS. f. Phys. *47*, 323, 1928.
- 31) Giebe u. A. Scheibe. ZS. f. Phys. *46*, 607, 1928.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ МОЛЕКУЛ ГАЗА.

*Гл. Разоренов, Москва.*

В основании кинетической теории газов лежит максвелл-больцмановский закон распределения молекулярных скоростей. Несмотря на большое значение экспериментальной проверки этого закона, до последнего времени лишь косвенные указания, например измерения ширины спектральных линий, подтверждали его справедливость.

В 1908 г. Ричардсон [1] исследовал распределение скоростей электронов, вылетающих из раскаленного тела и нашел хорошее совпадение с законом Максвелл-Больцмана. Однако и эта работа давала лишь косвенное указание на характер распределения молекулярных скоростей.

Не случайно первая работа была проведена над электронами. Заряд, который они несут на себе, устраняет затруднения, связанные с выделением нейтральных молекул, двигающихся с некоторой определенной скоростью, из общего числа незаряженных молекул. Задачу впервые экспериментально разрешил Штерн [2] в 1920 г., воспользовавшись „абберацией“ узкого пучка движущихся атомов серебра. Работа Штерна установила величину средней скорости атомов, совпадающую с выводами кинетической теории. Недостаточная точность результатов не позволила ему сделать заключения относительно закона распределения скоростей.

Впоследствии Штерн совместно с Герлахом применили узкий пучок атомов к исследованию магнитных моментов отдельных атомов. Работы Герлаха и Штерна [3] привели к экспериментальному подтверждению пространственного квантования и к определению магнитных моментов атомов целого ряда элементов. Как работы Штерна, так и работы Герлаха и Штерна были изложены Н. Н. Семеновым [4] на страницах этого журнала.

Однако точность определения магнитных моментов атомов в работах Герлаха и Штерна страдала от того, что пучок состоял из атомов, двигающихся с различными скоростями. С целью устранить этот недостаток Тыкочинский-Тыкочинер [5] в 1927 г. предложил способ выделения пучка атомов, скорости которых заключены в известных пределах.

Схема установки, при помощи которой Тыкочинский-Тыкочинер предлагает измерить магнитный момент атомов водорода, из-

бражена на рис. 1. Вся установка находится в высоком вакууме, который постоянно поддерживается насосами.  $K$  — какой-нибудь источник атомов,  $R$  — пластинка, на которой химической реакцией отмечается след пучка летящих атомов водорода (подобно тому, как это было сделано в работе Вреде [6] и в работе Филса и Тэйлора [7]. Работы Вреде, Филса и Тэйлора изложены Г. С. Ландсбергом [8] на страницах этого журнала).

На пути атомов от источника  $K$  до пластинки  $R$  поставлены перпендикулярно к  $KR$  три экрана  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$ . Расстояние между двумя последними экранами равно  $D$ . Экраны  $P_2$  и  $P_3$  укреплены на гибких бронзовых лентах  $BB$ , так, что они могут колебаться в плоскости, перпендикулярной к  $KR$ . По этим лентам пропускается переменный электри-

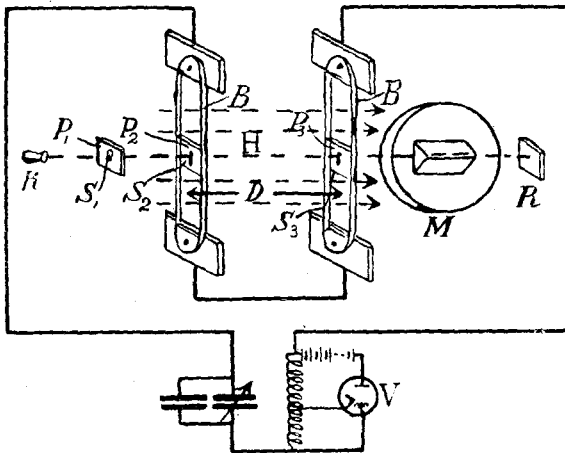


Рис. 1.

ческий ток с периодом  $T$ , генерируемый катодной лампой  $V$ . Для возбуждения колебания экранов в приборе создается магнитное поле  $H$ , направленное параллельно  $KR$ . В экранах  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  прорезаны щели  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$ , перпендикулярные к направлению колебаний экранов  $P_2$  и  $P_3$ . Щель  $S_1$  служит для выделения узкого пучка атомов, движущихся со всевозможными скоростями по направлению  $KR$ .

Когда экраны  $P_2$  и  $P_3$  неподвижны, этот пучок целиком проходит сквозь щели  $S_2$  и  $S_3$  и достигает пластинки  $R$ . Перед самой пластинкой установлен так же, как в опытах Герлаха и Штерна, электромагнит  $M$ , создающий неоднородное магнитное поле с большим градиентом. В поле этого магнита пучок раздваивается и на пластинке можно зафиксировать две полосы, соответствующие установке атомов вдоль и против поля. Вследствие различия скоростей отдельных атомов эти полосы получаются несколько размытыми.



Приводя в колебание экраны  $P_2$  и  $P_3$  можно выделить пучок атомов, движущихся с определенными дискретными скоростями

$$v_0, v_1, v_2, \dots, v_n, \dots \quad (v_0 = \infty)$$

Действительно, если предположить, что щели  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  бесконечно узкие, то через  $S_2$  и  $S_3$  атомы смогут проходить только в определенные моменты времени

$$t_0, t_0 + \frac{T}{2}, t_1 + \frac{T}{2} \cdot 2, t_0 + \frac{T}{2} \cdot 3, \dots, t_0 + \frac{T}{2} \cdot n, \dots,$$

так как в остальное время экраны  $P_2$  и  $P_3$  смещены в сторону. Поэтому до пластинки  $R$  долетят лишь те атомы, скорости которых определяются формулой

$$v_n = \frac{D}{\frac{T}{2} \cdot n}; \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

так как все остальные атомы, пролетевшие сквозь щель  $S_2$ , встретят экран  $P_3$  в отклоненном положении и отразятся обратно.

В действительности ширина щели  $S_2$ , а также и щели  $S_3$ , равна  $w$ . Время, в течение которого щель  $S_2$  или  $S_3$  пересекает пучок атомов, равно :

$$\tau = \frac{wT}{2\pi a}, \quad (2)$$

где  $a$  — амплитуда колебаний экранов  $P_2$  и  $P_3$ . Поэтому проходить сквозь обе щели  $S_2$  и  $S_3$  будут не только атомы, скорости которых определяются формулой (1), но также и все атомы, скорости которых заключены в пределах

$$v_n' < v_n < v_n''; \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Тыкочинский-Тыкочинер дает для  $v_n'$  и  $v_n''$  следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} v_n' &= \frac{D}{\frac{T}{2} \cdot n + \frac{\tau}{2}} \\ v_n'' &= \frac{D}{\frac{T}{2} \cdot n - \frac{\tau}{2}} \end{aligned} \right\} (n = 1, 2, \dots) \quad (3)$$

При подходящем выборе  $w$  и  $a$  можно как угодно сузить эти пределы.

В результате такого выделения пучка атомов, скорости которых заключены в известных пределах, пластинка  $R$  зафиксирует на месте двух размытых полос Герлаха и Штерна ряд значительно более узких полос.

Тыкочинский-Тыкочинер вычисляет ширину и расположение этих полос в зависимости от магнитного момента и массы атома, градиента магнитного поля, размеров магнита и пределов скоростей  $v_n'$ ,  $v_n''$ . В конце работы приведены числовые данные, полученные на основании этих расчетов, в применении к прибору, на котором Тыкочинский-Тыкочинер предполагает произвести точное измерение магнитного момента атома водорода.

Расчеты, произведенные Тыкочинским-Тыкочинером применительно к определению магнитного момента атома, непосредственно сопрягаются с изучением распределения скоростей молекул газа. Его метод выделения пучка атомов, двигающихся с определенными скоростями, аналогичен методу Физо определения скорости света. Еще ярче эта аналогия выступает в работе Коста, Смита и Комптона [9], задавшихся целью построить „спектрометр“ скоростей молекул газа. Схема их прибора изображена на рис. 2.

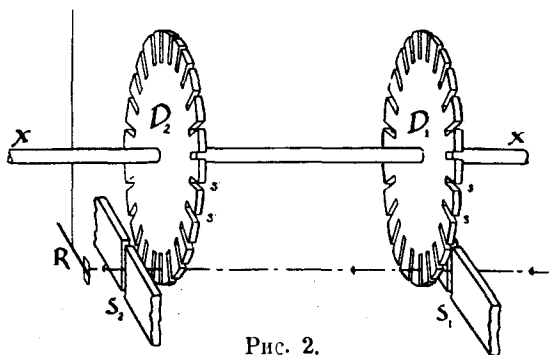


Рис. 2.

$S_1$  и  $S_2$  — две параллельные щели, между которыми постоянно поддерживается насосами высокий вакуум. На вращающейся оси  $xx'$  укреплены два диска  $D_1$  и  $D_2$  с радикальными прорезами  $s$ ,  $s'$  и  $s', s'$ . Диск  $D_1$  расположен за щелью  $S_1$ , диск  $D_2$  — перед щелью  $S_2$ . Диски можно повернуть так, что прорезы  $s$ ,  $s'$  будут приходиться против щелей  $S_1$ ,  $S_2$ . Исследуемый газ поступает через щель  $S_1$ . Часть молекул этого газа движется с различными скоростями в направлении  $S_1R$ . Если прорезы стоят против щелей, эти молекулы пройдут последовательно через  $S_1$ ,  $s$ ,  $s'$ ,  $S_2$  и попадут на крыло радиометра  $R$ , установленного за щелью  $S_2$ .

При равномерном вращении дисков на крыло радиометра будут попадать молекулы, двигающиеся с определенными дискретными скоростями

$$v_1, v_2, \dots, v_n, \dots; \quad v_n = \frac{v_1}{n}, \quad (1 \text{ bis})$$

а также, вследствие конечной ширины прорезей, молекулы, скорости которых заключены в пределах

$$v_n' < v_n < v_n''.$$

Все остальные молекулы будут задержаны диском  $D_2$ . Скорости  $v_n$  и пределы  $v_n'$  и  $v_n''$  определяются в зависимости от размеров прибора, от числа прорезей в дисках и от угловой скорости вращения дисков формулами, аналогичными формулам (1), (2), (3).

Исходя из какой-нибудь заданной кривой распределения скоростей молекул, на основании этих формул можно подсчитать число и скорости молекул, попадающих на крыло радиометра, в функции угловой скорости вращения дисков.

Остается вычислить величину отклонения радиометра под действием падающих на него молекул. Авторы работы указывают на два различных способа подсчета. Можно предположить, во-первых, что молекулы отра-

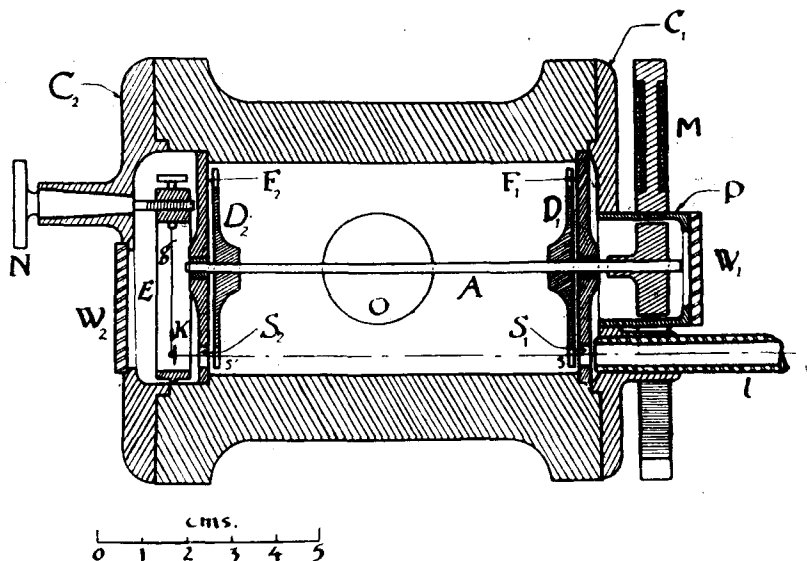


Рис. 3.

жаются от крыла радиометра со скоростями, пропорциональными скоростям падения, и во-вторых, что скорости отраженных молекул распределяются по закону Максвелл-Больцмана соответственно температуре крыла. Тем или другим способом определяется количество движения, отданное молекулами крылу радиометра, в функции числа и скоростей этих молекул. Отклонение радиометра вычисляется интегрированием полученного выражения по всем молекулам, попадающим на его крыло.

Подсчет первым и вторым способом в предположении максвелловского распределения скоростей падающих молекул показывает, что в этом случае результаты мало разнятся между собой.

Таким путем, исходя из какой-нибудь заданной кривой распределения молекул, можно получить кривую отклонения радиометра в функции угловой скорости вращения дисков. С другой стороны на приборе Коста,

Смита и Комптона отклонения радиометра можно наблюдать непосредственно. Сравнив наблюдаемые и вычисленные кривые можно судить о степени пригодности того закона распределения скоростей молекул, на основании которого был произведен расчет.

Прибор Коста, Смита и Комптона изображен на рис. 3.

Бронзовый цилиндрический сосуд  $B$  разделен перегородками  $F_1$  и  $F_2$  на три части. В перегородках прорезаны щели  $S_1$  и  $S_2$ . Газ поступает в сосуд по стеклянной трубке  $l$  и откачивается мощным диффузионным насосом через отверстие  $O$ , так что между  $l$  и  $O$  поддерживается постоянная разность давлений. Ось, на которую насажены диски  $D_1$  и  $D_2$ , укреплена в сапфировых подшипниках в перегородках  $F_1$  и  $F_2$ . При помощи электромотора, магниты которого  $M$  находятся снаружи, а якорь внутри сосуда в вакууме, можно вращать диски со скоростью от 500 до 6000 оборотов в минуту. Расстояние между дисками равно 8 см. Радиометр  $E$  состоит из системы  $K$ , подвешенной на тонкой нити  $g$ . Вес системы  $K$  равен 1,2 мг. В крышках цилиндра  $C_1$  и  $C_2$  прорезаны два окна, закрытые толстыми стеклами  $W_1$  и  $W_2$ . Первое окно

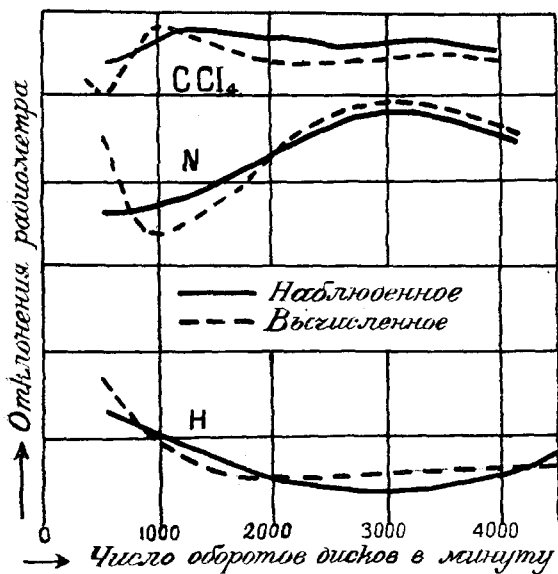


Рис. 4.

служит для стробоскопического определения числа оборотов дисков, второе — для наблюдения отклонений радиометра по нулевому методу. Система  $K$  при каждом измерении приводилась к нулю при помощи винта  $N$ .

Коста, Смит и Комpton исследовали на этом приборе водород, азот и четыреххлористый углерод. На рис. 4 приведены наблюдаемые ими кривые и кривые, вычисленные в предположении распределения скоростей молекул по закону Максвелла-Больцмана. Подсчет отклонений радиометра был произведен по первому из указанных выше способов. Второй способ подсчета несколько сглаживает максимум верхней теоретической кривой.

Авторы работы считают, что результаты, полученные ими, очень хорошо подтверждают справедливость закона Максвелл-Больц-

плена в сапфировых подшипниках в перегородках  $F_1$  и  $F_2$ . При помощи электромотора, магниты которого  $M$  находятся снаружи, а якорь внутри сосуда в вакууме, можно вращать диски со скоростью от 500 до 6000 оборотов в минуту. Расстояние между дисками равно 8 см. Радиометр  $E$  состоит из системы  $K$ , подвешенной на тонкой нити  $g$ . Вес системы  $K$  равен 1,2 мг. В крышках цилиндра  $C_1$  и  $C_2$  прорезаны два окна, закрытые толстыми стеклами  $W_1$  и  $W_2$ . Первое окно

манна. Отступления наблюдаемой кривой от вычисленной, которые заметны на рис. 4, вполне покрываются возможными погрешностями опыта. Таким образом, благодаря высокому совершенству современной вакуумтехники, оказалось возможным построить „механического демона Максвелла“, выбирающего из газа молекулы, двигающиеся с определенными скоростями. В настоящее время пельзя, однако, назвать прибор Коста, Смита и Комптона „спектрометром“ скоростей молекул газа, как надеялись авторы в начале своей работы. Основное затруднение заключается в том, что радиометр работает уже на пределе своей чувствительности, а также в неизбежных вибрациях прибора при большом числе оборотов дисков.

Эльдриджу [10] удалось получить значительно более точные результаты.

Прибор Эльдриджа (рис. 5) состоит из цилиндрического стеклянного сосуда, внутри которого помещена система дисков, закрепленных на общей оси. Внутри сосуда постоянно поддерживается высокий вакуум.

Нижний диск служит ротором двухфазного электромотора, статор которого помещается вне сосуда (в атмосфере).

Система остальных дисков составляет „фильтр“, который в определенном направлении пропускает через себя атомы с определенными дискретными скоростями (аналогично прибору Коста, Смита и Комптона).

Система дисков может вращаться более или менее синхронно с угловой скоростью до 7200 оборотов в минуту.

Пары кадмия получались нагреванием металлического кадмия в электрической печи приблизительно до  $400^{\circ}\text{C}$ . Из печи пары кадмия поступают в сосуд через алюминиевую трубку, закрытую на конце алюминиевой фольгой, в которой прорезана щель шириной 0,1—0,2 м.м. Эта щель находится против первого (снизу) из дисков, составляющих фильтр.

В каждом диске сделаны радиальные прорезы, через которые атомы кадмия могут проходить по направлению вдоль цилиндрического сосуда.

За последним диском помещается маленький цилиндрический стеклянный сосуд с плоским дном, наполненный жидким воздухом. Часть атомов, пройдя сквозь фильтр, попадает на пластинку, составляющую дно этого сосуда, и конденсируется на ней, образуя налет металлического кадмия.

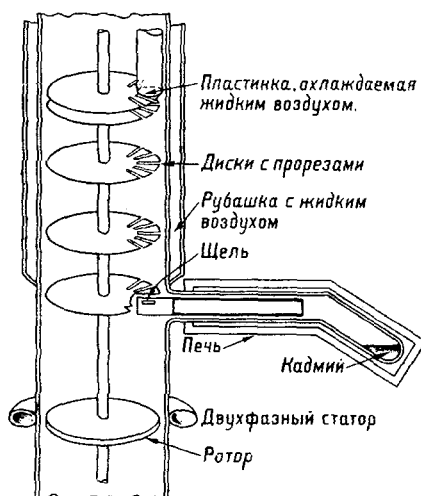


Рис. 5.

Принципиальный расчет действия фильтра аналогичен расчету Тыкочинского-Тыкочинера.

Предположим, что фильтр состоит только из двух крайних дисков, причем в каждом из них имеется только по одному прорезу, расположенных друг против друга.

Атомы кадмия вылетают из щели по всем возможным направлениям. Если диски вращаются, атомы могут проходить через прорезы в первом диске только в те моменты времени, когда этот прорез приходится против щели. Атомы, прошедшие сквозь прорез в первом диске, образуют под этим диском сильно расходящийся пучок.

Часть атомов полетит по направлению, параллельному оси цилиндрического сосуда. Из них через прорез в последнем диске пройдут только атомы с дискретными скоростями  $v_0, \frac{v_1}{1}, \frac{v_1}{2}, \frac{v_1}{3}, \dots (v_0 = \infty)$ .

Число оборотов и расстояние между дисками можно подобрать так, чтобы  $v_1$  было мало сравнительно со скоростями атомов кадмия при данной температуре.

Тогда атомы, двигающиеся параллельно оси сосуда, совсем не пройдут через прорез в последнем диске (за исключением очень небольшого числа атомов, которыми можно пренебречь). Атомы, движущиеся с определенными скоростями под углом к этому направлению, встречают прорез в последнем диске с одной стороны несколько раньше, с другой стороны — несколько позже, чем атомы, движущиеся параллельно оси сосуда.

Первыми из них можно пренебречь, так как для того, чтобы они могли пройти через прорез в последнем диске, их скорости должны быть значительно меньше  $v_1$  (немного больше  $\frac{v_1}{2}$ ) и по условию выбора  $V_1$  число таких атомов очень мало.

Вторые смогут пройти сквозь фильтр в сравнительно большом количестве, так как для этого достаточно, чтобы их скорости были заключены в пределах между  $v_1$  и  $\infty$ .

Чем больше угол между направлением движения атомов и осью сосуда в сторону вращения дисков, тем меньшая скорость необходима для того, чтобы атомы с этой скоростью могли бы пройти через прорез во втором диске.

При постоянной угловой скорости вращения дисков на пластинке, охлаждаемой жидким воздухом, получится размытый след пучка атомов, прошедших сквозь фильтр.

Первоначально отмечалась „несмещенная линия“, расположенная против щели. Чем больше угол между направлением движения атомов и осью сосуда, тем больше расстояние между „несмещенной линией“ и следом пучка этих атомов. „Несмещенная линия“ соответствует бесконечной скорости атомов. Различные части размытого налета кадмия соответствуют различным скоростям атомов.

С целью уменьшить потребную угловую скорость вращения фильтра, вместо одной прорези в каждом диске сделано по 100 прорезей. Принципиально действие фильтра от этого не изменяется.

Атомы, отраженные от дисков, образуют „встречный поток“. Для того, чтобы устранить эти атомы, между первым и последним диском на ту же ось насажены еще три диска. С той же целью внутри сосуда помещены неподвижные перегородки (на рис. 1 не показаны).

Точность результатов очень сильно зависит от степени разрежения внутри сосуда. Чтобы повысить вакуум, сосуд окружен рубашкой с жидким воздухом.

Полученный таким образом „спектр скоростей“ фотометрировался при помощи микрофотометра и по сравнению с фотометрическими данными пластинок, покрытых налетом кадмия заранее известной толщины, определялась толщина налета в различных частях „спектра“, и тем самым находилась кривая распределения скоростей атомов осевших на пластинке.

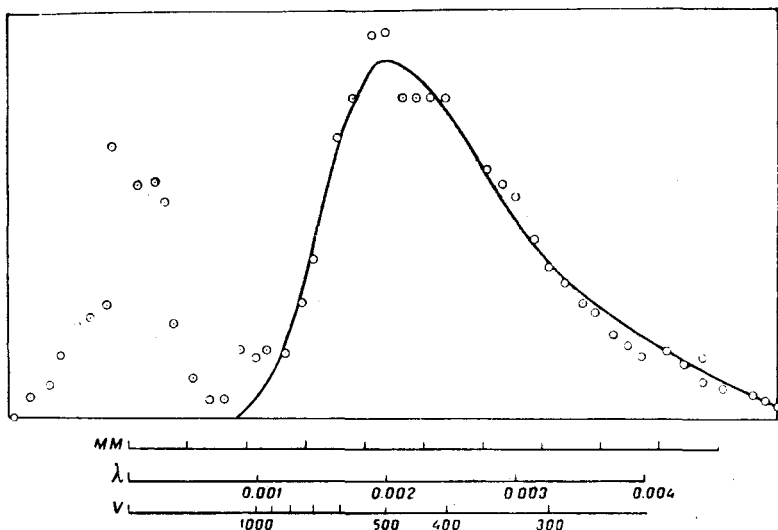


Рис. 6.

На графике (рис. 6) по оси абсцисс отложены экспериментально полученные линейные размеры „спектра“ в миллиметрах, считая от „несмещенной линии“, по оси ординат — толщина налета в различных частях „спектра“. Согласно условиям опыта расстояние от „несмещенной“ линии должно быть прямо пропорционально  $\lambda \left( \lambda - \frac{1}{v} \right)$ .

Формула Максвелла приводится к виду

$$dN = C \frac{1}{\lambda^3} \cdot e^{-\frac{1}{\lambda^2 v^2}} d\lambda, \tag{4}$$

где  $dN$  — число атомов, осевших на пластинке, скорости которых лежат в пределах  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  ( $\lambda = \frac{1}{v}$ ),  $\alpha$  — наиболее вероятная скорость,  $C$  — постоянный коэффициент. Экспериментальная кривая (рис. 6) была получена Эльдриджем в хорошем согласии с формулой (4).

При температуре паров кадмия  $400^\circ \text{C}$  средняя скорость атомов равна  $\bar{v} = 388 \text{ m/sec}$ , наиболее вероятная скорость равна  $\alpha = \bar{v} \sqrt{\frac{2}{3}} = 317 \text{ m/sec}$  и максимальное значение  $\lambda$  равно  $\lambda_m = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{2}{5}} = \frac{1}{2000} \text{ sec/m}$ .

С другой стороны, радиус дисков был равен  $3,15 \text{ см}$  длина фильтра  $12,7 \text{ см}$  число оборотов  $85$  в секунду. При этих значениях каждый миллиметр от „несмещенной линии“ соответствует приблизительно

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2140} \text{ sec/m}.$$

Согласно данным фотометрирования „спектра“ (рис. 6) максимальное значение  $\lambda$  получается почти равным  $\lambda_m = \frac{1}{2000} \text{ sec/m}$ .

Совершенно так же в пределах возможных погрешностей опыта совпадают между собой все точки теоретической и экспериментальной кривых распределения.

Работы Штерна, Тыкочинского-Тыкочинера, Коста, Смита и Комптона и Эльдриджа за время с 1920 г. по 1927 г. наметили пути к непосредственному исследованию распределения скоростей молекул газа и на конкретных примерах показали справедливость закона Максвелл-Больцманна.

#### ЛИТЕРАТУРА.

- [1] Richardson. Phil. Mag. 16, p. 353, 893, 1908; 18, p. 681, 1909. Richardson „The Electron Theory of Matter, p. 442, Cambridge 1914, Richardson „The Emission of Electricity from Hot Bodies, London 1916. P. p. 150.
- [2] O. Stern, ZS. f. Phys. 2, 49, 1920. O. Stern, ZS. f. Phys. 3, 417, 1920.
- [3] O. Stern, ZS. f. Phys. 7, 149, 1921. W. Gerlach und O. Stern ZS. f. Phys. 8, 110, 1921. W. Gerlach und O. Stern, ZS. f. Phys. 9, 349, 1922. W. Gerlach und O. Stern, Ann. d. Phys., 1924.
- [4] Н. Н. Семенов „О молекулярном пучке“. У. Ф. Н. 5, стр. 57, 1925.
- [5] I. Tykocinski-Tykociner „Velocity selektor for atomic rays“. Journal of the Optical Society of America, 11, 5, 423. May 1927.



- [6] E. Werde, *ZS. f. Phys.* 41, 560, 1927.
- [7] T. Phipps and J. Taylor, *Phys. Rev.* 29, 409, 1927.
- [8] Г. С. Ландсберг „Новые опыты с молекулярным пучком по методу О. Штерна“ *У. Ф. Н.*, 7, стр. 494, 1927.
- [9] J. L. Costa, H. D. Smyth, and K. T. Compton „A. Mechanical Maxwell demon“. *Phys. Rev.* 30,3 349. September 1927.
- [10] John A. Eldridge „Experimental Test of Maxwell's Distribution Law“. *Physical Review*, 30, 931, December 1927 № 6.

## БИБЛИОГРАФИЯ.

Э. ГРИМЗЕЛЬ. Курс физики для студентов и самообразования. Часть 4-я. Магнетизм и электричество. Первая половина. Перевод под редакцией проф. А. И. Бачинского. Гиз. 1927. Стр. 587, ц. 6 р. 50 к.

В дополнение к первым трем недавно вышедшим частям Курса физики проф. Э. Гримзеля, в которых изложены: физические измерения, механика, физика молекулярных сил (том I); учение о теплоте, учение о погоде (том II); учение о волнах и акустика (том III), теперь вышла первая половина четвертой части — учение о магнетизме и электричестве.

Имя проф. Э. Гримзеля, уже давно известно в русской физической литературе по его прекрасным задачам для лабораторных ученических работ на один фронт и по его „Дидактике и методике физики“, появившейся в 1911 году, когда на эту тему еще почти ничего не писали.

Вновь вышедший из печати том вполне отражает на себе мысли и долгую педагогическую работу Гримзеля: в разных местах этого тома мы встречаем знакомые нам приборы и приемы работы с ними, описанные Гримзелем раньше. Эта книга не есть простая переработка всем известного учебного материала, напротив того, каждое трудное ее место показывает нам большую внутреннюю работу опытного педагога, внесшего много оригинального и полезного для упрощения понимания излагаемого и для углубления в сущность разбираемых вопросов.

Я имел счастливый случай лично знать проф. Э. Гримзеля, бывал на его занятиях и наблюдал его работу с учениками в классе и в лаборатории. Это был живой человек, с большой инициативой, прекрасный экспериментатор, талантливый преподаватель и хороший методист. Все эти высокие качества дали ему возможность написать незаурядный курс физики и обогатить его четвертою частью, посвященной учению об электричестве и магнетизме.

Эта часть заключает в себе следующие восемь глав:

1. Магнетизм.
2. Электростатика.
3. Электродинамика.
4. Превращение электрической энергии в энергию тепловую действием тока.
5. Электролиз.
6. Электромагнетизм.
7. Механические действия электрического тока.
8. Индукция. Книга заключается таблицами физических постоянных и некоторыми таблицами для упрощения математических вычислений.

По объему рассматриваемого материала, характеру и трудности изложения эта книга занимает среднее положение между крупными курсами

физики и небольшими учебниками. Вообще наш автор стремится держаться на уровне сравнительно небольших математических знаний у читателя. Однако, не желая жертвовать ради этого строгостью изложения и доказательств, Гримзель во многих местах пользуется приемами дифференциального и интегрального исчисления, чем придает всем выводам строгость и законченность. Но, опасаясь затруднить и потерять рядового читателя, он выносит подобные выводы за пределы основного текста, напечатанного более крупным шрифтом, в отдел, напечатанный более мелким шрифтом. Те же места, которые он считает особенно важными, как, например, формулировку основных законов и понятий, он печатает еще более крупным и жирным шрифтом, чтобы выделить их во внимании и в памяти учащихся.

Принимая во внимание, что упомянутые восемь глав занимают 574 страницы убористого шрифта, легко понять, что они изложены с совершенно достаточной подробностью и полнотой. Нельзя, однако, не отметить, что Гримзель как физик-экспериментатор, отводит подобающее место не только опытной части, но также расчетам, измерительным приборам и практическим приложениям.

Между приложениями можем отметить: применение селенового элемента к фотографированию на расстоянии; силунд — новый материал для нагревательных приборов разного рода; осрам-азо лампы; рафинирование меди и добывание алюминия, магния, кальция и др. металлов; приготовление кальцийкарбида; получение из воздуха азотной кислоты; электрические счетчики разных систем и т. д.

Из теоретических глав интересно рассмотрены вопросы об электрическом и магнитном полях и их свойствах; законы электролиза и теория ионов; закон Био-Савара; амперовская теория магнетизма; теория переносных токов и их свойств.

Гримзель многие места своей книги иллюстрировал историческими примечаниями, в которых он дает краткие биографические и исторические справки, касающиеся лиц и изобретенных приборов.

Книга издана очень хорошо: отчетливая печать, хорошая бумага, большое число хорошо исполненных чертежей и диаграмм, облегчающих понимание текста. Все это делает книгу Э. Гримзеля приятной в обращении, и мы не сомневаемся, что она скоро найдет себе большой круг читателей. Весьма благоприятно сказалось на книге и то, что перевод с немецкого издания прошел редакцию такого опытного лица, как профессор А. И. Бачинский. Можно пожалеть лишь об одном — о высокой цене. Наша учащаяся молодежь рвется к новой книге, но чаще всего отходит от нее с грустью на лице, так как не в состоянии купить дорогую книгу.

*Г. де Мету.*

**П. С. ТАРТАКОВСКИЙ.** Кванты света. Серия „Современные проблемы естествознания“, книга № 41. Гиз. 1928. VI + 180. Цена 3 р. 20 к.

Книга П. С. Тартаковского быстрым темпом, после небольшой исторической подготовки, вводит читателя *in medias res*, в самую гущу

неопределенностей и исканий современной оптики. Автор дает ценный и в некоторых случаях очень подробный обзор главных экспериментальных фактов, послуживших аргументами представления о квантах света. С особой обстоятельностью излагаются фото-электрические явления в оптической и рентгеновской области и эффект Комптона, в частности работы Ленинградских физиков в этой области. Жаль, что только мимоходом затронут вопрос о фото-эффекте в газах, например, интереснейшие работы Молера, Фута и сотрудников. Очевидно случайно, при изложении истории открытия фото-электрических явлений, пропущено имя Столетова. Более конспективны и сжаты главы о фотохимии, флуоресценции и черном излучении. Эта неполнота, особенно в вопросе о температурном излучении, являющимся оселком для пробы различных теорий света, несколько досадна.

Теории световых квантов, строго говоря, не существует, поэтому не приходится удивляться, что ее нет и в рассматриваемой книге. Многое из того, что высказывалось о световых квантах теоретиками, приведено, многое нет (например гипотеза Томсона, вопрос о поляризации света в связи с представлением о световых квантах и т. д.).

Автор напоминает аналогию Пуанкаре, сравнившего ход человеческой мысли с колебаниями маятника (в данном случае колеблющегося между волнами и корпускулами) и в конце книги, после старого, но очень ясного изложения теории де Бройля и Шрёдингера, предоставляет читателю „самому делать из изложенного материала те или иные выводы, сообразно с его вкусом и научными наклонностями“. Позволим себе высказать надежду, что такое, недопустимое положение в науке, когда суперарбитром является „вкус“, когда-нибудь прекратится и „маятник Пуанкаре“ остановится либо в положении равновесия, между волнами и корпускулами, либо как-нибудь иначе.

Книга написана просто, даже в наиболее трудных теоретических местах, и будет понятной не только физикам, но и лицам, работающим в смежных дисциплинах. Издана она прекрасно, очень хороши воспроизведения некоторых фотографий.

*С. Вавилов.*

**ARTHUR HAAS. Materiewellen und Quantenmechanik.** Leipzig. Akademische Verlagsgesellschaft 1928. VIII + 160. ss.

А. Гааз. Волны материи и квантовая механика.

Потребность в элементарном изложении основ новой квантовой механики очень большая. Теория квантов касается вопросов, которыми практически, непосредственно занят физик-экспериментатор, физико-химик и астроном. Помимо естественного отвлеченного интереса к теории, желание ее усвоения диктуется запросами текущей экспериментальной работы. Едва ли стоит сейчас стремиться к популяризации квантовой механики для очень широких кругов. Теория находится еще в стадии бурного роста, многое в ней пока неясно, часто меняется и исправляется, помимо того теория крайне формальна и отвлеченна. Но для специалистов, или собирающихся

быть таковыми, уже теперь нужно упрощенное изложение элементов новой квантовой механики.

Удачный опыт в этом направлении сделан в рассматриваемой книге. В области квантовых явлений, где возникает необходимость говорить о „принципиальной ненаблюдаемости“ элементарных процессов, разумеется безнадежно (по крайней мере сейчас) применять обычный популяризаторский прием наглядных сравнений и моделей. Здесь возможно только стремление к упрощению и наглядности математического аппарата. Этим рациональным путем и идет Га а з, он популяризирует математику теории Шрёдингера и Гейзенберга главным образом путем пояснения на отдельных простейших примерах. Упрощенные доказательства, выводы и обобщения Га а за едва ли удовлетворяют математической строгости, но можно надеяться, что такие неточности не введут читателя в заблуждение. Читатель, знающий элементы анализа, получит выпуск, хотя и не совсем точное представление о том, что такое характеристические функции в теории Шрёдингера, матрицы в теории Гейзенберга, новая статистика Фёрми и т. д.

Книга очень мала по объему, но содержит 16 глав, с очень богатым содержанием в каждой. Достаточно указать, что помимо изложения теорий де Бройля, Шрёдингера, Гейзенберга дано довольно обстоятельное представление о „запрете“ Паули, статистиках Бозе и Фёрми, приведены собственные соображения автора о связи волновой механики с теорией относительности и коротко затронуты новейшие результаты теории. Ясно, что при таком соотношении объема и содержания книга должна быть конспективной. Но этот конспект ясен и читается с начала до конца с большим интересом. Конечно в такой книге можно указать много важных пропусков, но, в конце концов, приходится удивляться, что их все же не так много, как могло бы быть a priori.

Русский перевод книги Га а за, особенно с некоторыми дополнениями, был бы очень полезен.

*С. Вавилов.*

---

Ответственные редакторы: *И. П. Лазарев* и *Э. В. Штольцкий*

Главлит А-10960. II. 21. Гиз № 25755. Зак № 609. Тираж 2 000.

---

1-я Образцовая типография Госиздата. Москва, Пятницкая. 71.



## НОВЕЙШИЕ ТЕЧЕНИЯ НАУЧНОЙ МЫСЛИ

1. А. Я. ХИНЧИН

### ВЕЛИКАЯ ТЕОРЕМА ФЕРМА

Стр. 76. Ц. 65 к.

★

2. К. ФУНК

### ВИТАМИНЫ

Перевод под ред. М. Я. Серейского. С предисловием автора к русскому изданию

Стр. 90. Ц. 75 к. в папке.

★

3—4. С. И. ВАВИЛОВ

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Стр. 168. Ц. 1 р. 65 к. в папке.

★

5. Дж. ДЖИНС—  
А. ЭДДИНГТОН

### СОВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Перевод С. И. Вавилова

Стр. 68. Ц. 60 к. в папке.

6. В. ПАУЛИ

### БЕЛКИ И КОЛЛОИДЫ

Стр. 68. Ц. 60 к., в папке 75 к.

★

7—8. А. ЭДДИНГТОН

### ЗВЕЗДЫ И АТОМЫ

Стр. 152. Ц. 1 р. 15 к. в папке.

★

*Печатаются и готовятся  
к печати*

О. МЕЙЕРГОФ

### ТЕРМОДИНАМИКА ЖИЗНЕННЫХ ЯВЛЕНИЙ

★

С. Н. РЖЕВКИН

### СЛУХ И РЕЧЬ В СВЕТЕ СОВРЕМЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

★

П. П. ЛАЗАРЕВ

### УСПЕХИ ГЕОФИЗИКИ

★

А. ГИЛЛ

### РАБОТА МЫШЦ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

90 коп.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО РСФСР  
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1928 ГОД  
НА ИЗДАВАЕМЫЙ ГЛАВНАУКОЙ И ГОСИЗДАТОМ

== ЖУРНАЛ ==

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Под редакцией П. П. Лазарева и Э. В. Шпольского  
ВОСЬМОЙ ГОД ИЗДАНИЯ

В целях большего распространения журнала Государственное издательство нашло возможным **снизить подписную цену** в 1928 г. с **5 руб. до 3 руб.** При этом внешность журнала остается на прежнем высоком уровне, а объем **увеличивается до 45 печ. листов в год.**

В 1928 году журнал „Успехи физических наук“ будет выходить 6 раз в год, книгами по 7—8 печ. листов в каждой.

**Подписная цена на год 3 руб.**

### СОДЕРЖАНИЕ ВЫП. I

К. Матиньон. — Труды и деятельность Марселена Бергело. В. Вольтерра. — Математическая теория борьбы за существование. Э. Резерфорд. — Атомные ядра и их превращения. К. Бонгефер. — Свойства свободных атомов водорода. К. Ф. Теодорчик. — Дальновидение. Н. А. Шишаков. — Исчезновение газа при электрическом разряде.  
Библиография: Книги по технике вакуума.

### ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ

Главной Конторой Подписных и Периодических изданий Госиздата

Москва, Рождественка, 4, тел. 5-88-91, провинциальными отделениями и уполномоченными Госиздата, снабженными соответствующими удостоверениями, а также всеми почтово-телеграфными конторами.