

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ¹*Р. Милликэн и Г. Кэмерон, Пасадена.*

1. Введение. В наших предыдущих сообщениях ² была дана кривая высокой „разрешающей способности“, выражающая зависимость ионизирующей способности космических лучей от глубины. Там же мы показали, что эта кривая свидетельствует о существовании в спектре космических лучей двух резких полос, отделенных друг от друга примерно тремя октавами. Коэффициент поглощения для полосы с большей длиной волны, которая и играет главную роль при ионизации атмосферы, равен приблизительно $\mu = 0,35$, тогда как коротковолновая полоса состоит из излучения двух длин волн с $\mu = 0,08$ и $\mu = 0,04$, причем второе, примерно, вдвое интенсивнее первого.

Эти результаты были получены из эмпирического анализа кривой ионизации, вне связи с какой бы то ни было теорией. Они представляют собою тот общий тип решения, которого требует сама кривая. Отсюда сразу же следует одно важное обстоятельство: приходится отказаться от сделанного нами в свое время предположения о возникновении космических лучей при столкновении быстро летящих (со скоростями

¹ Phys. Rev., October 1928

² Милликэн и Кэмерон, Nature, 7 янв. 1928 г.; Science, 13 апр. 1928, 401; Phys. Rev., 31, 921, 1928. Разложение кривой на три резкие спектральные полосы было представлено Физическому кружку Калифорнийского института 16 февр. 1928 г. Доказательство того, что эти полосы возникают при образовании атомов, было публично изложено 16 марта на собрании Ассоциации калифорнийского института и напечатано 17 марта в протоколах Ассоциации.

до 216 000 000 V) электронов с атомными ядрами. Действительно, при такого рода процессах возникали бы лучи с непрерывным, а не полосатым спектром. Таким образом существование полос в спектре космических лучей, о котором свидетельствует наша кривая, показывает, что эти лучи возникают в каком-то акте внутриядерного характера или в акте перехода от одного резко определенного значения энергии к другому, сопровождающемся излучением подобно квантовому перескоку.

2. **Общее значение полосатого спектра космических лучей.** После того, как мы произвели вышеуказанный эмпирический анализ, подготовили его изложение в том виде, как оно появилось в июньском номере *Physical Review* и сообщили полученные результаты (16 февраля 1928 г.) на собрании физического семинара *Norman Bridge Laboratory*¹ — совершенно не основываясь при этом на каких бы то ни было предположениях или допущениях о причинах наблюдаемых явлений — мы занялись вопросом об отыскании возможного теоретического объяснения для появления полос и связанных с ним энергий.

Известно, что если справедлива специальная теория относительно Эйнштейна, в пользу чего говорит блестящее подтверждение предсказанных ею результатов, из которых ни один не был признан ошибочным, то всякое излучение энергии системой атомов должно сопровождаться потерей этой системой эквивалентного количества массы. Выражением этого факта служит общеизвестное и постоянно употребляемое уравнение Эйнштейна (1905) $Mc^2 = E$, где M есть масса в граммах, c — скорость света в см/сек и E — энергия в эргах. Благодаря последним очень точным исследованиям Астона², а также благодаря прежним определениям атомных весов, мы довольно точно знаем массы всех атомов и можем поэтому вычислить энергии, выделяю-

¹ Физическая Лаборатория при Калифорнийском технологическом институте, находящаяся в заведывании Р. Милликэна. *Ред.*

² F. Aston. *Proc. Roy. Soc., A 115*, 487, 1927.

щиеся при различного рода атомных превращениях. От энергии можно с помощью уравнения Эйнштейна перейти к частоте, а затем, через посредство формулы Дирака ¹, — к проникающей способности, получающейся при таком преобразовании излучения. Эти расчеты показывают, что единственными процессами, при которых могут возникнуть лучи с громадными наблюдаемыми нами проникающими способностями, — являются акты образования гелия, кислорода, кремния и железа из водорода (в случае двух последних элементов — также и из гелия).

Дополнительной возможностью здесь могло бы явиться полное уничтожение водорода, т. е. соединение его протона с электроном. Однако против этого говорят два довода. Во-первых, в наблюдаемой кривой ионизации для такого излучения не оказывается места, так как оно было бы в 4—5 раз более проникающим, чем самое жесткое из всех вышеупомянутых наблюдаемых излучений. Следовательно, если бы такое излучение существовало, то вызванная им ионизация входила бы в те 2,4 иона, которые дают „нулевую точку“ электроскопа. Но эти 2,4 иона представляют собой только 0,1 полной ионизации на верхушке кривой, равной 21 иону (это значение соответствует ионизации на глубине 1 м под поверхностью озера Джем). Таким образом наше гипотетическое излучение не может сколько-нибудь заметно влиять на кривую ионизации выше значения 2,4; в нижней же части кривой оно может обладать лишь слабой интенсивностью по сравнению с более мягкими наблюдаемыми лучами. Во-вторых, такое гипотетическое излучение было бы монохроматичным и ни в коем случае не могло бы обладать той полосатой структурой, которая наблюдается у космических лучей. Независимо от того, происходит ли в действительности процесс уничтожения атома водорода посредством соединения его ядра с электроном, или нет, его можно исключить из числа возможных причин возникновения наблюдаемых космических лучей. Как будет подробнее показано ниже, ни

¹ P. A. M. Dirac. Proc. Roy. Soc., A 111, 423, 1926.

при одном из остальных атомных превращений не исчезает достаточного для образования космических лучей количества массы, кроме указанных процессов образования атомов.

3. Энергия, выделяющаяся в процессах разложения атомов. Радиоактивность. Легко показать, что ни одно из радиоактивных превращений не может повести к возникновению космических лучей. Действительно, уравнение Эйнштейна говорит, что при таких превращениях могут возникнуть лучи лишь значительно менее проникающие. Об этом факте непосредственно свидетельствует кривая Астона, воспроизведенная здесь (рис. 1). В радиоактивном процессе, т. е. в процессе распада, продуктами распада являются либо α -частица и атом с массой на 4 единицы меньшей, чем масса первоначального атома, либо β -частица и атом практически такой же массы, как и первоначальный. В последнем случае, как и в случае одновременного излучения β -и γ -лучей, не происходит сколько-нибудь заметного изменения массы. Единственным заметным источником энергии при радиоактивных превращениях может служить изменение массы, связанное с выбрасыванием α -луча. Случай радиоактивности калия и рубидия, которые испускают только β -лучи, не противоречит этому общему правилу, так как все до сих пор известные методы приводили к выводу, что при этих превращениях не происходит заметного изменения массы и энергии.

Можно с большой уверенностью сказать, что значения массы протона в атомах всех элементов лежат близко к плавной кривой Астона, показанной на рис. 1. Отсюда сразу следует, что ни один атом, с атомным весом меньше 80, не может испускать α -лучей. В самом деле, эта кривая примерно около 80 имеет минимум; следовательно акт выбрасывания α -частицы атомом легче 80 должен повлечь за собой увеличение общей массы, т. е., иначе говоря, он не может вызвать излучения энергии. Другими словами, процесс распада атомов с атомным весом меньше 80, идущий путем выбрасывания α -частиц или протонов, должен быть процессом эндотермическим, а не экзотермическим,

т. е. он не может происходить самопроизвольно. Этот факт опровергает то часто высказывавшееся за последние 30 лет утверждение, что существует возможность получения энергии путем разложения часто встречающихся элементов. Если кривая Астона хотя бы приблизительно верна, то только очень тяжелые элементы способны выделять энергию при распаде, а элементы с атомным весом большим 80 встречаются очень редко. Все они, взятые вместе, составляют не больше 1% общего количества материи¹.

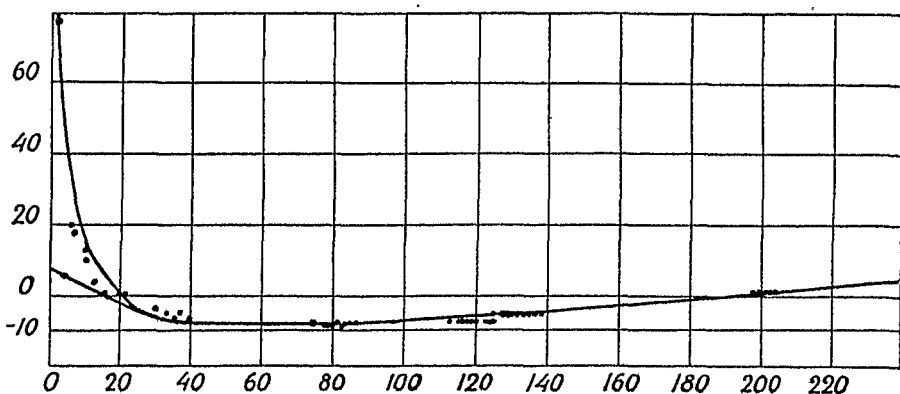


Рис. 1. Кривая Астона. По осям абсцисс отложены атомные массы элементов, по осям ординат — коэффициенты упаковки („packing fraction“), помноженные на 10 000, т. е. дефекты массы, отнесенные к одному протону $\times 10^4$.

Кривая Астона дает возможность легко вывести то условие, которому должен подчиняться тяжелый атом, для того, чтобы иметь возможность освобождать энергию выбрасыванием α -частицы. Это освобождение может иметь место лишь в той части кривой, которая подымается так быстро с ростом атомного веса, что

$$n \cdot \Delta y > 4(0,00054 - y_n).$$

Здесь n — атомный вес атома, выбрасывающего α -частицу, Δy — разность ординат в точках $n - 4$ и n , y_n — ордината, соответствующая атомному весу n , а 0,00054 — значение y

¹ Ф. В. Клерк (Chem. News, 123, 311, 1921) показал, что 9 легких элементов — O, Si, Al, Fe, Ca, Na, K, H и Te — составляют 98% земной коры.

для гелия (см. рис. 1), т. е. кажущаяся масса протона в α -частице¹.

Это уравнение не только показывает, что лишь очень тяжелые атомы могут распадаться путем выбрасывания α -частиц и терять при этом энергию, но и позволяет нам оценить максимальную жесткость, т. е. проникающую способность излучения, могущего возникнуть в том или ином процессе радиоактивного распада.

Рассмотрим, например, выбрасывание α -частицы атомом тория. Кривая показывает, что при $n=232$, $y_n=0,00031$, т. е. что увеличение массы α -частицы на один грамм-атом, вызванное вылетом ее из ядра тория, равно

$$4(0,00054 - 0,00031) = 0,00092.$$

Потеря массы в остатке распавшегося атома тория есть

$$4\Delta y = 0,000034 \cdot 228 = 0,007752.$$

Следовательно полная потеря массы при испускании α -луча есть

$$0,00775 - 0,00092 = 0,00683 \text{ г на грамм-атом.}$$

По уравнению Эйнштейна такая потеря массы должна повлечь за собой потерю энергии в количестве $0,00683 c^2 \text{ эрг}$ на грамм-атом. Полная энергия, выделяющаяся в каждом акте выбрасывания α -частицы, получается делением этой величины на число Авогадро $6,062 \times 10^{23}$, т. е. она равна $1,004 \times 10^{-5} \text{ эрг}$. Но, с другой стороны, мы знаем, что энергия самых быстрых α -частиц, выбрасываемых радием, согласно последним таблицам Коварика и Мак-Кигана², равна 7700000 V , что эквивалентно $1,2 \times 10^{-5} \text{ эрг}$. Энергия α -частиц, выбрасываемых ThC, на 14% больше этой величины. Те же таблицы говорят, что „верхний предел“ энергии β -лучей, выбрасываемых продуктами распада тория и радия, есть 7540000 V или $1,2 \times 10^{-5} \text{ эрг}$ ³. Таким образом уравне-

¹ См. из этого неравенства становится совершенно ясным из дальнейших рассуждений. *Тед.*

² Kovarik a. Mc Keehan, Nat. Res. Council Rep. on Radioact., p. 68.

³ Kovarik a. Keehan, l. c., p. 92.

ние Эйнштейна действительно позволяет нам с большой точностью, лежащей в пределах ошибок измерений Астона, определить максимальную энергию, выделяющуюся в данном радиоактивном процессе.

Вообще говоря, потеря массы при выбрасывании α -частицы составляет энергию не только для α -, но и для β - и γ -лучей, так как эти излучения сами по себе не связаны с заметной потерей массы. Следовательно в большинстве случаев — как это видно и из радиоактивных таблиц — энергия α -, β -, и γ -лучей значительно меньше вышеуказанных максимальных значений. Действительно, энергия γ -лучей радия или тория соответствует не больше чем 2 000 000 V¹ (γ RaC' и ThC'') и их коэффициент поглощения равен 4,0 на 1 м воды². Эти лучи почти совершенно — т. е. на 98% своей первоначальной интенсивности — поглотились бы, пройдя через 1 м воды. В том факте, что энергия самых жестких γ -лучей не больше $\frac{1}{4}$ энергии самых быстрых α - и β -лучей, нет ничего странного, так как Мейтнер³, Эллис⁴ и Резерфорд⁵ показали, что испускание заряженной частицы является первичным, а испускание γ -лучей — вторичным процессом в радиоактивном распаде. Таким образом уравнение Эйнштейна, в связи с точными астоновскими измерениями атомных масс, не только показывает, что способностью испускать α -лучи обладают только очень немногие, очень тяжелые и очень редко встречающиеся элементы, но и позволяет вполне удовлетворительно оценить энергию того или иного излучения. С нашей точки зрения наиболее существенным пунктом здесь является тот факт, что почти все возможные процессы распада атомов связаны с поглощением, а не с излучением энергии и что ни один из возможных экзотермических процессов распада не может

¹ Kovarik a. Mc. Keehan, l. c., p. 122, см. также Meyer u. Schweidler, Radioaktivität, p. 641.

² Kovarik a. Mc. Keehan, l. c., p. 114.

³ Meitner. Z. f. Physik, 26, 169, 1924.

⁴ Ellis a. Wooster. Proc. Camb. Phil. Soc., 22, 844, 1925.

⁵ Rutherford a. Wooster. Proc. Camb. Soc., 22, 834, 1925.

вызвать излучения энергии больше, чем та, которая соответствует падению электрона в поле с напряжением в 8 000 000 V. Излучение, соответствующее этому теоретическому верхнему пределу, было бы в 4 раза более проникающим, чем самые жесткие γ -лучи RaC или ^{214}Pb , т. е. полностью (на 98% своей первоначальной интенсивности) поглощалось бы в 4 м воды. Следовательно, космические лучи, обладающие согласно нашим измерениям в 18 раз большей проникающей способностью, т. е. могущие проходить через 70 м воды, должны иметь совершенно другое происхождение. Они соответствуют падению электрона в поле 216 000 000 V и ни один из процессов распада атомов не может доставить такого количества энергии, которое необходимо для их возникновения.

4. Непригодность всех процессов постепенного образования атомов. С другой стороны, кривая Астона и уравнение Эйнштейна показывают, что процесс построения атомов наиболее часто встречающихся элементов из протонов и электронов не только способен вызвать появление лучей с такими проникающими способностями, но и является единственным атомным процессом, способным это сделать. Об этом подробно будет идти речь в §§ 5 и 6. Однако уже предшествующая качественная оценка позволяет прийти к тому выводу, что космические лучи представляют собой эфирные сигналы, возвещающие нам о постоянном образовании тяжелых элементов из легких.

Более того, кривая Астона и уравнение Эйнштейна дают нам совершенно новые сведения о самом характере процессов построения атомов. Они показывают, что построения тяжелых атомов из легких, поскольку оно связано с появлением космических лучей, не может идти путем последовательного добавления каждый раз по одному протону. Действительно, из кривой Астона видно, что максимальная потеря массы при образовании такого элемента, как, например, железа, путем добавления одного протона к ядру элемента с массой на единицу меньшей, чем масса атома железа, была бы равна

$$0,00778 + 0,0008 = 0,00858 \text{ г на грамм-атом.}$$

Она эквивалентна количеству энергии того же порядка, как и энергия, выделяющаяся при распаде тория (т. е. 0,00683). Следовательно эфирная волна, возникающая при таком акте, обладала бы лишь немного большей проникающей способностью, чем те γ -лучи, которые сконцентрировали бы в себе всю энергию радиоактивного превращения. Как было показано выше, эта волна полностью поглотилась бы в 4 м воды.

Совершенно так же обстоит дело и при образовании любого атома путем добавления одного протона к атому с массой на единицу меньшей. Только в одном случае — при образовании углерода из бора — выделившаяся энергия была бы равна (см. данные Астона):

$$11 \times 0,0007 + 0,0076 = 0,0153,$$

т. е. величине примерно вдвое большей, чем аналогичная величина для железа. Но даже и это излучение целиком поглотилось бы в 8 м воды и не дошло бы даже до той области, в которой мы производили свои измерения над космическими лучами.

Тот же самый ход рассуждений показывает невозможность построения тяжелых атомов посредством последовательного добавления по одной α -частице к ядру легких атомов. Действительно наибольшее выделение энергии при такого рода процессах соответствовало бы исчезновению массы в

$$4(0,00054 + 0,0008) = 0,0054 \text{ г на грамм-атом}$$

и дало бы излучение, целиком поглощающееся в 3 м воды. Наблюдаемые космические лучи не могут возникнуть при добавлении к какому-нибудь атому одного ядра водорода или гелия и образовании атома на одну или соответственно 4 единицы более тяжелого, чем первоначальный, так как дефект массы в таком процессе был бы слишком незначителен.

Результаты, полученные Милликэном и Боуэном в опытах с электроскопами на воздушном шаре, поднимаемом на 0,92 пути до „верхушки атмосферы“, позволяют нам пойти еще дальше и утверждать, что в земной атмосфере не наблюдается излучения заметной интенсивности,

которое по длине волны лежало бы между жесткими γ -лучами и космическими лучами. В самом деле, лучи, которые проникали бы через 80 см воды (этот слой эквивалентен слою воздуха над высшей точкой полета шара), разрядили бы электроскоп на вершине полета. А между тем излучение, которое возникало бы при построении атомов посредством последовательного добавления по одному протону или по одной α -частице, по своей жесткости стояло бы как раз между γ -лучами и космическими лучами. Мы можем, следовательно, сделать вывод не только о том, что при такого рода построении атомов не могут возникнуть космические лучи, но что оно по всей вероятности совсем не имеет места, если судить по излучениям, попадающим в нашу атмосферу. Во вселенной происходят процессы, сопровождающиеся более сильными отдачами энергии.

5. Количественное доказательство построения гелия из водорода в едином акте. Все наши предыдущие рассуждения сводились, главным образом, к устранению различных возможных гипотез. Однако уравнение Эйнштейна позволяет нам пойти и дальше — исходя из наблюдаемой проникающей способности космических лучей количественно объяснить их возникновение.

Поскольку атомы построены из протонов и электронов — доказательство чего мы видим в существовании изотопов — и поскольку постепенное построение атомов посредством добавления по одному протону или α -частице не может служить источником космических лучей, как было показано в § 4, постольку первичным и самым фундаментальным процессом построения атомов должно быть соединение четырех протонов с двумя электронами и образование в едином акте атома гелия. Действительно, дальнейшее соединение ядер гелия в ядра более тяжелых элементов, если оно и имеет место, должно быть актом значительно более редким, чем образование гелия из водорода, так как самое его возникновение предполагает множество таких первичных актов. Точно так же, если бы тяжелые атомы образовались непосредственно из водорода, не проходя через промежуточную стадию создания гелия, то растущая сложность этого акта

с ростом атомного веса привела бы опять к тому, что наиболее частым событием было бы образование гелия. Поэтому вопрос о том, присутствует ли в космических лучах волна, соответствующая этому акту, является основным вопросом в проблеме построения атомов. Как мы сейчас увидим, наблюдение дает поистине замечательный ответ на этот вопрос.

Согласно уравнению Эйнштейна и данным Астона, потеря массы в акте образования гелия равна

$$4 (1,00778 - 1,00054) = 0,029 \text{ г на грамм-атом}$$

и энергия, излученная при каждом таком акте, есть

$$\frac{0,029 \times 9 \times 10^{20}}{6,032 \times 10^{23}} = 4,3 \times 10^{-8} \text{ эрв.}$$

Частота возникающей эфирной волны определяется из уравнения $E_1 - E_2 = h\nu$, откуда $4,3 \times 10^{-5} / 6,547 \times 10^{-27} = 6,57 \times 10^{22}$. Она соответствует длине волны $\lambda = 0,00046 \text{ \AA}$. Для вычисления коэффициента поглощения волны такой энергии (т. е. такой частоты) можно с большой уверенностью воспользоваться формулой Дирака¹, выведенной на основе релятивистской квантовой механики:

$$\mu = \frac{ZN}{A} \cdot \frac{2me^4}{n^2c^4} \cdot \frac{1+a}{a^{21}} \left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \lg(1+2a) \right].$$

Здесь Z — атомный номер (т. е. для воды 10), A — атомный вес (18), e — заряд электрона ($4,774 \times 10^{-10}$), m — масса электрона ($9,05 \times 10^{-28}$), $c = 3 \times 10^{10}$ и

$$a = \frac{h}{mc^2} = \frac{0,0242}{\lambda} = 53.$$

Подстановка этих чисел дает $\frac{\mu}{\rho} = 0,0030$ или 0,30 на 1 м воды вместо того значения 0,35, к которому мы пришли чисто эмпирически. Эти две цифры можно считать совпадающими с точностью порядка тех ошибок измерений, которые мы имеем в верхней части кривой. Действительно, нужно

¹ Dirac. Proc. Roy. Soc., A, 111, 423, 1926.

помнить, что непосредственное наблюдение давало $\mu = 0,22$, а значение 0,35 было получено путем вычитания из наблюдаемой кривой той величины ионизации, которая вызвана более проникающими компонентами, определяемой из нижней части кривой и путем подбора μ , наилучшим образом выражающей величину получаемой при этом разницы. Ошибки в определении длины волны и интенсивности этих более проникающих компонент могли при этом повлиять, хотя и не очень сильно, на величину подбираемого коэффициента μ ; поэтому вышеприведенное совпадение можно рассматривать как вполне удовлетворительное. Мы надеемся получить скоро новые данные, позволяющие несколько уточнить эти рассуждения.

Здесь нужно указать еще на один источник возможной неуверенности в количественных результатах. Формула Дирака дает значение μ для однородного монохроматического излучения, тогда как наши измерения произведены над лучами, некоторые из которых выродились во вторичные (с половинным значением $h\nu$), третичные $\left(\frac{h\nu}{4}\right)$ и т. д. Это обстоятельство не влияет на предыдущие расчеты только в одном случае, который возможно и имеет у нас место. Мы уже указывали, что после того, как излучение пройдет через достаточное количество материи и придет в равновесие со своими вторичными компонентами, состав пучка, т. е. отношение энергии любого вторичного луча к первичному, остается неизвестным. Как только такое состояние уже достигнуто, коэффициент поглощения смешанного пучка становится очевидно таким же, как и первичного. Только в том случае, когда первоначальный монохроматический пучок возникает при прохождении через материю, его коэффициент поглощения будет несколько меньше, чем у смешанного пучка. Следовательно мы во всем предыдущем пользовались предположением, что вблизи поверхности земли, где были произведены наши измерения, равновесие между первичным и вторичными пучками уже достигнуто. Если бы это было не так, то вводимая таким путем ошибка могла бы достигнуть 30—40%. Но даже и она не совсем разрушила бы

то сопоставление, на котором основывается наш вывод о построении гелия из водорода в едином акте, при котором возникают космические лучи с $\mu=0,30$. Для ясного понимания того факта, что этот вывод основывается не на одном лишь количественном совпадении, мы приведем под рубрикой (а) говорящие в его пользу экспериментальные факты, а под рубрикой (б) — сопоставляемые с ними теоретические «соображения».

а. Наша экспериментальная кривая, вместе с данными полета Милликена и Боуэна, показывает, что значительная часть ионизации атмосферы, вызванной космическими лучами в области от 1 до 10—12 м ниже „верхушки атмосферы“, обусловлена одним монохроматическим излучением с показателем поглощения $\mu=0,30$ на 1 м воды. Только при больших глубинах в 25—70 м, когда почти все это излучение уже поглощено (рис. 2), выходит на сцену другое излучение, примерно в 4 раза более проникающее. Таким образом излучение является совершенно изолированным как по длине волны, так и по интенсивности.

б. С теоретической точки зрения, процесс образования гелия из водорода должен быть наиболее частым процессом во вселенной, во-первых, потому, что он является первичным и самым простым из всех процессов построения атомов, а, во-вторых, потому, что создаваемые им α -частицы (ядра гелия) входят в состав многих других атомов. Теоретическое значение коэффициента поглощения излучения, возникающего при этом процессе, есть как раз $\mu=0,3$ на 1 м воды. Далее, между гелием с атомным весом 4 и кислородом (или азотом) с атомным весом почти в 4 раза большим, нет часто встречающихся элементов, так что этот космический луч должен быть совершенно изолированным как со стороны высоких, так и со стороны низких частот и ближайший к нему должен быть луч в 4 раза более проникающий, что и происходит в действительности. Все теоретические факты (2) в точности согласуются с экспериментальными фактами (1). И большая интенсивность этого излучения, и его изолированное положение в спектре, и чи-

сленное значение его коэффициента поглощения говорят в пользу вышеприведенной аргументации, хотя неуверенность в численных значениях еще не полностью устранена.

6. Количественное доказательство построения кислорода из водорода. Сравним теперь проникающие способности, выводимые из нижней части кривой, с энергиями, выделяющимися при образовании других часто встречающихся элементов из водорода.

Открытие Боуэна, что небулий состоит из кислорода и азота¹ в связи с громадными размерами содержащих его туманностей, многие из которых видимы на расстоянии 20° от возбуждающей звезды — эквивалентном громадному числу световых лет — показало, что эти газы встречаются в космосе в громадных количествах. Кроме линий небулия, в туманностях видны только сильные линии водорода и гелия и слабые линии углерода. Поэтому, если судить по составу туманностей, то естественно ожидать найти космические лучи, соответствующие образованию кислорода, азота и углерода из водорода или из гелия.

Энергия, выделяющаяся при образовании кислорода из водорода

$$16 \times 0,00778 = 0,1245 \text{ \% на грамм-атом,}$$

коэффициент абсорбции соответствующего излучения, вычисленный по формуле Дирака, есть $\mu = 0,074$ на 1 м воды. Излучение, возникающее при образовании азота с выделением энергии в 0,108 \% на грамм-атом, дало бы $\mu = 0,086$. Среднее из этих двух чисел есть 0,08, т. е. совпадает с одним из тех коэффициентов, которые мы ввели наряду с $\mu = 0,35$ в согласии с экспериментальной кривой.

Образование сравнительно редко встречающегося углерода из водорода, при котором теряется энергия в 0,9933 \% на грамм-атом, свелось бы лишь к незначительному расширению этой полосы в сторону длинных волн, обнаружить которое в условиях нашего опыта невозможно. По нашему мнению, вышеприведенное количественное совпадение, в связи с тем

¹ Ср. В. Гроттрона. УФП, 8, 279, 1928. *Иbid.*

фактом, что теоретически полоса с $\mu = 0,08$ (которую мы чисто условно будем называть „кислородной полосой“) должна стоять совершенно изолированно между гелиевой и кремниевой полосой (см. ниже), ясно приводит к выводу, что образование кислорода (и азота) из водорода в едином акте действительно имеет место.

Другой путь построения кислорода — из соединения 4 атомов гелия — привел бы к потере энергии в размерах $0,00054 \times 16 = 0,00858$ э на грамм-атом. Эта величина почти точно совпадает с вычисленной нами выше максимальной энергией, выделяющейся при радиоактивном превращении; она соответствует излучению, почти целиком поглощающемуся в 4 м воды. Если бы даже такое излучение существовало, оно не могло бы войти в круг наших наблюдений и могло бы обнаружиться лишь в опыте Милликэна и Боуэна на воздушном шаре. Возможно, что факт расхождения между наблюдаемым коэффициентом поглощения гелиевой полосы (0,35) и вычисленным (0,30) объясняется как раз присутствием в верхних слоях атмосферы слабого излучения такого рода. Действительно, если исходить из данных, полученных на горных озерах, то значение $\mu = 0,30$ будет лучше соответствовать наблюдениям, чем значение $\mu = 0,35$, как это видно из кривой рис. 2 (см. ниже). Но коэффициент $\mu = 0,30$, как мы уже указывали, дает значение полной ионизации, примерно на 30% меньше, чем то, которое следует из данных Милликэна и Боуэна¹; именно поэтому, подбирая наилучшие согласующиеся с опытом коэффициенты, мы отбрали величине $\mu = 0,30$ ².

Поскольку речь идет о газах, можно говорить только о двух частотах, обусловленных актами построения атомов, дающими космические лучи, наблюдаемые у земной поверхности, так как единственными, очень часто встречающимися — по сравнению с другими элементами — газами являются водород, кислород, азот и гелий. Они-то и дают две действительно наблюдаемые в спектре космических лучей полосы

¹ Millikan and Cameron. Phys. Rev., 31, 921, 1928.

² Именно поэтому в наших первоначальных таблицах экспериментальные значения в верхней части кривой лежали выше вычисленных.

с $\mu=0,30$ и $\mu=0,08$. Таким образом кислородная полоса, хотя и установленная с меньшей достоверностью, чем гелиевая, является существенным подтверждением выдвигаемой нами интерпретации.

7. Количественное доказательство построения кремния из водорода. Переходя, далее, к твердым телам, мы имеем три рода данных для оценки того, насколько часто встречается данный элемент: 1) состав метеоритов, 2) состав земли и 3) спектральный анализ звезд. Все они примерно сводятся к одному и тому же. 95% общей массы метеоритов¹ состоит из четырех элементов: кислорода (54%), магния (13%), кремния (15%) и железа (13%). Точно так же 76% земной коры² состоит из трех элементов: кислорода (55%), кремния (16%), алюминия (5%), причем количество каждого другого элемента не превышает 2%. Железо составляет только 1,5% земной коры, но его, вероятно, значительно больше во внутренних слоях земли. Данные спектрального анализа звезд менее определены, но и они говорят о преобладании вышеперечисленных элементов, а из других предоставляют место главным образом кальцию и калию. Кальций составляет 1,5% земной коры и 1% метеоритов; калий — 2% земной коры и почти совершенно не заметен в метеоритах. Таким образом вслед за кислородом, следующим из часто встречающихся элементов, нужно признать кремний; кроме него могут иметь значение алюминий и магний. Но с точки зрения космических лучей, алюминий и кремний можно считать совершенно идентичными, так как их атомные веса суть соответственно 27 и 28; магний, с атомным весом 24, при образовании из водорода практически дает такой же дефект массы. Иными словами, между кислородом и железом только образование кремния и его ближайших соседей может повести к возникновению космических лучей заметной интенсивности. Возникающую таким путем

¹ Harkins. Phil. Mag., 42, 313 (1921).

² Cecilia H. Payne. Stellar Atmospheres, Harv. Univ. Press, 1925, p. 5.

полосу мы будем чисто условно называть кремниевой полосой, поскольку главную роль в ней играет кремний.

Согласно кривой Астона и уравнению Эйнштейна, энергия, выделяющаяся при образовании кремния и водорода, равна

$$28(0,00778 + 0,00050) = 0,232 \text{ в на грамм-атом.}$$

Формула Дирака дает для такого излучения коэффициент поглощения $\mu = 0,041$ на 1 м воды. Эта величина очень близка к эмпирическому коэффициенту 0,04, которым фактически определяется наша кривая от 30 до 70 м глубины. Энергия этого излучения соответствует падению электрона в поле 216 000 000 V. Нет никаких сомнений в том, что космические лучи с такой проникающей способностью действительно существуют. Здесь снова можно сказать, что особенно существенным является не количественное совпадение, а самый тот факт, что вслед за кислородной полосой заметной интенсивностью может обладать только полоса кремния; иначе говоря, между кислородом и железом только один кремний (и его ближайшие соседи) может дать полосу космических лучей, которая и действительно наблюдается.

Существует, однако, и еще один путь образования кремния, вызывающий появление лучей, по жесткости сравнимых с космическими лучами. Речь идет о соединении в одном акте семи α -частиц, т. е. ядер гелия, — в атом кремния. При этом выделится энергия в количестве

$$28(0,00054 + 0,00050) = 0,029 \text{ в на грамм-атом,}$$

в точности равном количеству энергии, выделяющемуся при соединении 4 атомов водорода для образования гелия. Такое излучение нельзя было бы отделить от гелиевой полосы, но оно должно было бы быть не меньше, чем в семь раз менее интенсивным, так как до его появления минимум 7 раз должен произойти акт образования гелия из водорода. Возможность его появления не влияет, разумеется, сколько-нибудь существенным образом на предыдущие рассуждения.

8. ОБРАЗОВАНИЕ ЖЕЛЕЗА. Итак мы на основе данных об относительном богатстве вселенной элементами, поль-

зуюсь кривой Астона и формулами Эйнштейна и Дирака, теоретически обосновали существование всех наблюдаемых трех полос космических лучей.

Так как ни между кремнием и железом, ни за железом нет часто встречающихся элементов, то заметной интенсивностью может обладать еще только одна полоса космических лучей, с частотой большей, чем у кремниевой полосы, — а именно полоса, соответствующая образованию железа из водорода. Кальций и калий, довольно часто появляющиеся в данных астрофизики, могут дать лишь очень слабый сателлит к кремниевой полосе в сторону больших частот; тогда как никель и титан, с точки зрения космических лучей, совпадают с железом. Гипотетическая полоса, соответствующая образованию железа из водорода, была бы связана с потерей энергии в размерах

$$56(0,00778 - 0,00080) = 0,48 \text{ \% на грамм-атом}$$

и обладала бы коэффициентом абсорбции $\mu = 0,019$. Существование такого излучения можно обнаружить только путем тщательных измерений в нижней части кривой. Достигнутая нами до сих пор разрешающая способность не позволяет сделать по этому поводу никаких заключений. Однако мы утверждаем, что существование такого излучения не противоречит нашей кривой, и даже, как выяснится из дальнейшего, позволяет несколько лучше согласовать теоретические данные с экспериментальными.

Так же, как и для кремния, для железа существует еще другой путь возникновения, при котором могут образоваться космические лучи, а именно — соединение 14 атомов гелия в один атом железа. При таком процессе освобождается энергия в размере

$$56(0,00054 + 0,00080) = 0,075 \text{ \% на грамм-атом.}$$

Получающееся излучение практически совпадает с излучением, возникающим при образовании углерода из водорода. Другими словами, оно должно было бы входить в состав кислородной полосы. У нас нет данных, которые позволяли бы решить вопрос о том, существует ли оно или нет. Далее,

можно было бы представить себе и образование железа из 2 атомов кремния, но в таком акте освободилась бы энергия

$$56(0,00080 - 0,00050) = 0,0168 \text{ э на грамм-атом}$$

и возникло бы излучение, поглощающееся в 8 м воды (см. выше). Опыты Милликена и Боуэна показывают, что если такое излучение и существует, то интенсивность его должна быть слабой. Точно так же образование железа из 4 атомов азота дало бы энергию

$$56(0,0008 + 0,0002) = 0,056 \text{ э на грамм-атом}$$

и вызвало бы излучение, примерно вдвое более проникающее, чем при образовании гелия из водорода. Наша кривая не свидетельствует о существовании такого излучения сколько-нибудь заметной интенсивности.

9. Построение кривой космических лучей. Из предыдущих рассмотрений ясно, что если в первом приближении принять скорость процесса возникновения данного элемента пропорциональной его общему количеству во вселенной, то проблема возникновения космических лучей в громадной степени упрощается благодаря тому факту, что кроме водорода мы имеем только четыре часто встречающихся элемента: гелий, кислород, кремний и железо.

Первые два из них — гелий и кислород — могут быть образованы только одним путем — путем соединения в одном акте требуемого количества водородных атомов, при котором возникают космические лучи. Тот факт, что именно так обстоит дело, доказывается количественным совпадением между наблюдаемыми и вычисленными проникающими способностями.

В случае кремния есть два возможных пути образования: соединение в едином акте 28 атомов водорода или 7 атомов гелия. У нас имеется прямое положительное доказательство того, что первый из этих процессов действительно имеет место, так как соответствующий ему луч действительно обнаруживается нашей кривой. У нас нет положительных доказательств того, что второй процесс не происходит, так как соответствующие ему лучи попали бы в гелиевую полосу — самую интенсивную из всех полос. Но существуют

некоторые косвенные указания, позволяющие заключить, что он менее вероятен, чем первый процесс. В самом деле, опыты Милликэна и Боуэна показывают (см. выше), что образование кислорода из четырех частиц является во всяком случае редким событием; а между тем вряд ли можно думать, что образование кремния из семи частиц происходит более часто.

Что касается последнего из часто встречающихся элементов — железа, то существует много различных возможных способов его образования. Мы, однако, по аналогии с кислородом и кремнием, будем считать, что наиболее вероятным является его образование непосредственно из водорода в едином акте.

Желая построить теоретическим путем полученную кривую космических лучей, мы взяли за исходный пункт те средние пропорции, в которых кислород, кремний (т. е. кремний + алюминий + магний) и железо находятся в метеоритах и в земной коре, а именно 55%, 26% и 7%. Приняв, далее, что эти атомы образуются из водорода именно в таких пропорциях, мы определили с помощью таблиц Гольда относительную интенсивность соответствующих им излучений, после того как эти излучения с $\mu = 0,08$, $\mu = 0,04$ и $\mu = 0,02$ прошли через 30 м воды. Таким путем были получены числа O 1,4; Si 2,9; Fe 1,8, которые показывают, что на такой глубине влияние кислорода и железа приблизительно одинаково, а влияние кремния примерно вдвое больше, чем каждого из них. Для дальнейшего построения мы разделим в этих пропорциях общую величину ионизации на глубине 30 м, выбрав ее потому, что как раз на этой глубине исчезает гелиевая полоса ($\mu = 0,30$). Опыт показывает, что эта ионизация равна 1,79 ионам на 1 см³, из которых по 0,45 мы приписали железу и кислороду, а остальную часть, примерно вдвое большую, — кремнию.

Фиксировав таким образом исходный пункт, т. е. значение ионизации в некоторой определенной точке для каждого из этих трех излучений с $\mu = 0,08$, $\mu = 0,04$ и $\mu = 0,02$, мы можем, с помощью таблиц Гольда, построить для каждого из них полную кривую ионизации для всех глубин. Эти результаты приведены в таблице I и графически пока-

ТАБЛИЦА I.

Глубина	Железо = 0,02	Кремний 0,04	Кислород 0,08	Гелий 0,30	Полная сумма	Эксп. кривая
70	0,13	0,10	0,015	—	0,245	0,16
60	0,18	0,17	0,03	—	0,38	0,24
50	0,21	0,28	0,07	—	0,59	0,44
40	0,32	0,17	0,19	—	0,98	0,85
30	0,45	0,84	0,50	—	1,79	1,79
20	0,64	1,52	1,42	0,12	3,70	3,95
15	0,83	2,09	2,46	0,65	6,03	6,24
12	0,89	2,56	3,50	1,90	8,95	8,60
10	0,96	2,91	4,45	3,84	12,20	12,20
9	1,01	3,17	5,06	5,62	11,86	16,05
7	1,10	3,69	6,55	12,18	23,52	—
5	1,23	4,34	8,64	27,6	41,81	—
3	1,37	5,24	11,75	64,4	82,76	—
2	1,46	5,75	13,9	105,1	126,21	192,0

заны на рис. 2. На рис. 2 площадь между горизонтальной прямой и первой кривой представляет собою полную ионизацию, вызванную образованием железа, площадь между

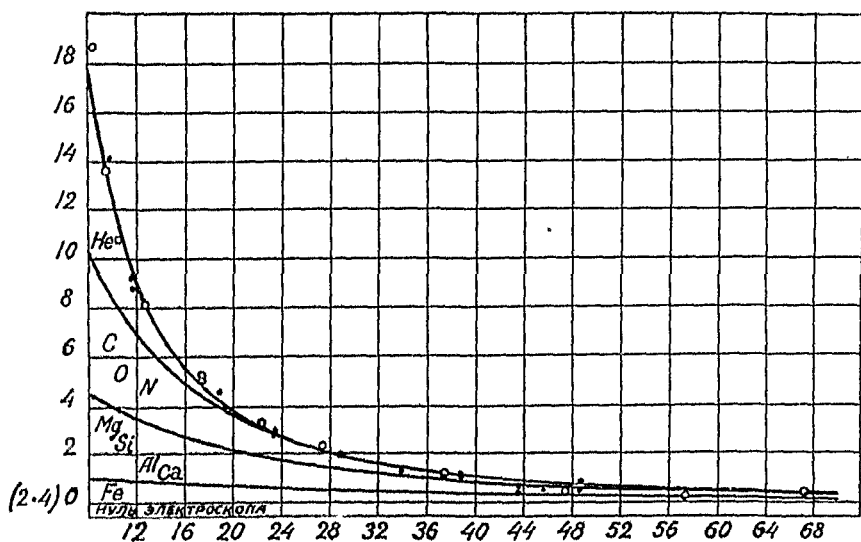


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных с теоретической кривой, построенной по четырем коэффициентам абсорбции. Абсциссы — глубины; ординаты — ионизации в ионах на см^3 в сек. Точками обозначены наблюдения на озере Арроухи; кружками — наблюдения на озере Джем.

кривой железа и следующей кривой — ионизацию, вызванную образованием кремния, и, наконец, площадь между кривой кремния и следующей кривой — ионизацию, вызванную образованием кислорода. В качестве исходного пункта для гелия мы взяли разность между наблюдаемой ординатой при 10 м и ординатой этой последней кривой в той же точке и затем по таблицам Гольда вычислили значение ионизации на всех глубинах, вызванное образованием гелия. Полная величина этой ионизации выражается площадью, заключенной между двумя верхними кривыми. Из чертежа видно, что построенная таким путем теоретическая кривая довольно удовлетворительно накладывается на наблюдаемые точки. Разумеется, этой синтетической кривой не нужно придавать особого значения, поскольку среднее содержание элементов в метеоритах и в земной коре еще не настолько хорошо известно, чтобы служить мерой быстроты их образования. Все же и кривая и таблица в известной мере существенны, поскольку они показывают, что для построения наблюдаемой кривой космических лучей достаточно 4 элементов: гелия, кислорода, кремния и железа; они наглядно рисуют ход зависимости ионизации, вызванной каждым из этих 4 элементов от глубины (например, из них видно, что полная ионизация, вызванная образованием железа, настолько мала, что может быть без заметной ошибки совсем отброшена, тогда как 80% ионизации в верхних слоях обусловлены гелиевой полосой); они дают некоторое косвенное указание на возможность образования железа из водорода, так как наиболее точно определенные замечательные экспериментальные точки вблизи 12 м лучше укладываются на кривую при добавлении коэффициента 0,02, чем при одних только чисто эмпирических коэффициентах¹.

10. Термодинамическая и кинетическая точки зрения на происхождение космических лучей. Все наши рассуждения носили до сих пор чисто термодинами-

¹ В таблице IV в Phys. Rev., 31, 929, 1928 для одной точки (при 12 м) расхождение между вычисленными и наблюдаемыми данными едва укладывается в границы ошибок опыта. Это обстоятельство устраняется при введении кривой с $\mu = 0,02$.

ческий характер. Мы не занимались механизмом построения атомов, а ограничились лишь подбором тех атомных превращений, которые подходят для нашей цели при условии справедливости основных энергетических соотношений. Хотя такой метод исследования физика всегда считала наиболее достоверным, мы не можем игнорировать и кинетическую сторону вопроса.

На первый взгляд она представляет большие трудности. Действительно, мы, во-первых, приняли, что положительные электроны могут собраться в одном месте, несмотря на силы взаимного отталкивания, и после присоединения определенного количества отрицательных электронов (которое для легких элементов не больше половины числа положительных) превратиться в новое ядро с положительным зарядом от 2 до 92. Между тем мы имеем ясные доказательства справедливости закона обратных квадратов вплоть до расстояния порядка 10^{-12} см. Введение собственного вращения электрона, которое делает его магнитным диполем, притягивающим диполь противоположного знака с силой обратно пропорциональной кубу расстояния, может помочь нам в описании механизма связывания двух положительных электронов одним отрицательным — как это происходит, например, в атоме гелия — и в объяснении того факта, что при образовании гелия из водорода энергия не поглощается, а теряется, но и при нем остается в силе необходимость затратить работу для того, чтобы сблизить положительные заряды до расстояний внутриядерного порядка, на которых могут начать действовать магнитные силы. Величина этой работы настолько громадна, что ни при одной из известных нам температур не может возникнуть такая кинетическая энергия, обладающей которой протон мог бы приблизиться к другому протону на расстояние внутриядерного порядка. В самом деле, при самой высокой из температур, царящих внутри звезд — т. е. при $40\,000\,000^\circ\text{C}$ — максимальной энергией в спектре черного излучения обладает длина волны в 1 \AA , которая не только не может сблизить между собой протоны на расстояние 10^{-13} см, но и оторвать *K*-электроны от тяжелых атомов, так как для этого требуется волна в $0,2\text{--}0,7\text{ \AA}$. Таким

образом высокие температуры не могут помочь нам разрешить проблему образования атомных ядер. Вероятнее всего они даже противодействуют этому образованию.

Второе затруднение кинетики построения атомов заключается в том, чтобы объяснить с точки зрения вероятности возможность встречи 4 протонов и 2 электронов в одном месте и в условиях, способных повлечь образование атома гелия. Разумеется, эта трудность еще более возрастает при переходе к кислороду, кремнию и железу.

Для выхода из первого затруднения мы предлагаем — о чем будет еще подробно идти речь ниже — считать, что образование ядра есть такое явление, для которого особенно благоприятным, по неизвестным нам причинам, являются неисследованные еще условия низких температур и плотностей, существующие в межзвездном пространстве.

Возможный путь выхода из второго затруднения заключается в следующем. Не затрагивая пока вопроса о том, как возникают электроны и протоны — путем ли конденсации излучения или иначе — мы можем во всяком случае утверждать, что они существуют в пространстве в большом количестве. Под влиянием взаимного притяжения один из электронов начинает приближаться к протону посредством квантовых перескоков, при которых возникает спектр атомного водорода, часто встречающийся в спектре звезд и туманностей. При этом даже когда электрон достигнет самой ближайшей к ядру квантовой орбиты, общий дефект массы, вызванный его присутствием, будет незначителен. Далее мы можем себе представить, что этот нормальный атомный водород способен присоединить к себе еще один протон, причем получается ионизированная молекула водорода, являющаяся — по данным спектрографии положительных лучей — устойчивой системой. До сих пор протоны и электроны были недостаточно близки друг к другу, чтобы вызвать заметный дефект массы. Допустим теперь, что две такие ионизированные водородные системы сталкиваются друг с другом. Естественно будет принять, что при обычных условиях это столкновение будет протекать согласно общепринятым законам кинетической теории газов. Но представим себе теперь, что по исте-

чении долгого, долгого времени условия столкновения, управляемые неизвестными пока законами вероятности, окажутся как раз таковы, что 4 протона и 2 электрона соединятся, образовав ядро гелия. В этом случае, почти вся потеря массы произойдет в самый момент столкновения, так что величина излученной энергии будет попрежнему равна $4(0,00778 - 0,00054)$; но мы при этом избежим затруднений, связанных с вероятностью встречи в одном месте 6 электронов (4 положительных и 2 отрицательных). Процесс их собирания шел шаг за шагом, но само образование ядра произошло в одно мгновение. Эти рассуждения можно обобщить на кислород, кремний и железо. Возможно, что это скопление электронов, предшествующее образованию ядер, облегчается той низкой температурой, которой обладает межзвездное пространство. Другими словами, энергия толчков может препятствовать тому скоплению электронов, которое, согласно только что сказанному, должно предшествовать образованию ядер. Интересно было бы проследить, не проявляет ли водород в лабораторной обстановке при температуре жидкого гелия стремления превратиться в гелий.

Вообще говоря, кинетика построения атомов должна лишь не на много отличаться от кинетики образования комплексных молекул и кристаллических структур. В этом последнем случае различие велико только, если атомы в кристалле занимают свои места постепенно; если же большая часть их делает это сразу, то обе проблемы по существу во многом схожи друг с другом. Заметим, что построение кристаллов облегчается не высокой, а низкой температурой, а это обстоятельство, как мы увидим ниже, является по всей вероятности характерным для процесса построения атомов.

11. Место возникновения космических лучей. В настоящее время все наблюдатели пришли к выводу, что если эффект направления в космических лучах и существует, то он во всяком случае невелик. Мы совсем не обнаружили наличия такого эффекта, вопреки результатам Кольгер-

стера¹ и Бюттнера². Во всяком случае можно сказать, что космические лучи падают на землю почти одинаково по всем направлениям. Это означает, что они возникают или 1) в межзвездных и межпланетных пространствах, в частности в туманностях, или 2) в звездах, более или менее правильно расположенных на небесном своде. Существуют только эти две альтернативы. В обеих этих областях материя существует в пока неисследованных условиях. Вся история физики за последние 30 лет позволяет нам считаться с возможностью, что в этом новом поле наблюдения материя ведет себя неизвестным нам и неожиданным образом.

Из двух вышеуказанных альтернатив мы считаем возможным „с известной долей уверенности“ отбросить вторую и обосновать первую на основе следующих соображений.

I. Если присутствие материи в большом количестве и при высокой температуре способствует тем атомным процессам, при которых возникают космические лучи, то нужно ожидать, что солнце, благодаря своей близости, посылает земле гораздо большее количество этих лучей, чем всякая другая звезда. Между тем все наблюдатели согласны в том, что интенсивность космических лучей в полдень и в полночь одинакова³. Это может означать только то, что условия, существующие около солнца и в нем самом, — а возможно, что и условия и в остальных звездах — не благоприятствуют тем атомным процессам, при которых возникают космические лучи.

Отсюда, так как лучи идут к нам постоянно, днем и ночью, и почти одинаково по всем направлениям — согласно некоторым наблюдателям с точностью порядка точности наших измерений — мы почти неизбежно приходим к выводу, что этим атомным процессам благоприятствуют условия, существующие в межзвездном пространстве. Если же, по мере перехода от какой-нибудь точки межзвездного пространства к центру звезды, благоприятные условия для построения

¹ Kolhörster, Sitz. Ber. d. Pr. Akad., 34, 366, 1923.

² Büttner, ZS. f. Geophysik, 21, 87, 1926; 21, 291, 1926.

³ R. Millikan a. Cameron. Phys. Rev., 31, 929, 1928.

атомов исчезают, как только мы из внешнего пространства доходим до поверхности звезды, то совершенно невозможно себе представить, что они снова появятся на пути от поверхности к центру, так как физические условия здесь будут все время изменяться в одном направлении. Таким образом из предыдущего мы можем заключить, что звезды не только не являются источниками космических лучей, но что, вероятно, основные процессы образования атомов совсем не имеют места в звездах.

II. К такому выводу можно прийти и совсем с другой точки зрения — исходя из полученных нами данных о коэффициентах поглощения и полной энергии космических лучей.

Самые жесткие из наблюдаемых нами лучей полностью — т. е. на 98% своей первоначальной интенсивности — поглощаются в 70 м воды. Это означает, что даже если в звездах происходят построения атомов, то возникающие при этом космические лучи не могут выйти наружу и превращаются в тепло¹, за исключением тех лучей, которые возникают в самых внешних слоях звезды, эквивалентных по своей поглощательной способности, примерно, 100 м воды.

Между тем мы нашли, что энергия, приносимая в земную атмосферу космическими лучами, равна почти 0,1 полной энергии, попадающей на землю от всех звезд, кроме солнца². Этот факт означает, что если бы космические лучи возникали в звездах, интенсивность их в месте возникновения не превышала бы больше чем в 10 раз интенсивности, наблюдаемой в земной атмосфере, так как эти лучи, поглощаясь в звездах, превращались бы там в тепло и обуславливали бы от звезд бóльший поток энергии, чем тот, который наблюдается в действительности. Другими словами, если искать источник космических лучей в звездах, то из наших измерений их коэффициентов поглощения и полной энергии

¹ Напомним, что, как мы уже показали в Phys. Rev. 28, 866, 1926, лучи такого рода при переходе через материю превращаются в тепло без всякого изменения частоты или коэффициента абсорбции в остальном пучке.

² Millican and Cameron. Phys. Rev., 31, 928, 1928.

следует, что общий поток тепла от звезд обуславливается только процессом образования атомов, происходящим в их самых внешних слоях, по поглощательной способности эквивалентных 100 м воды, внутри же звезд не происходит ни построения атомов, ни других процессов, способных поставлять тепло.

Но считать, что атомы могут создаваться только у поверхности звезды и на глубине 100 м, а потом это вдруг внезапно делается невозможным, явно абсурдно. И так мы снова приходим к тому выводу, на который нас уже навело отсутствие космического излучения в солнце, что наблюдаемые космические лучи возникают вовсе не в звездах, а под влиянием как раз противоположных условий, существующих в межзвездном пространстве.

Эти рассуждения с двух совершенно различных точек зрения приводят к заключению, что поток тепла, идущий от звезд, имеет своим источником нечто совершенно отличное от тех процессов построения атомов, в которых возникают космические лучи. Джинс¹ и Эддингтон², исходя из других соображений, базирующихся на продолжительности жизни звезд, уже неоднократно указывали на необходимость найти для этого потока тепла источник более интенсивный, чем процесс построения атомов. Теперь мы можем пойти дальше и сказать, что построение атомов совсем не происходит в звездах, или не происходит по крайней мере в таком размере, чтобы звезды могли испускать большое количество космических лучей, так как если бы это было так, общая отдача энергии звездами была бы больше, чем в действительности.

Известно, что Эддингтон и Джинс нашли такой источник звездного тепла не в процессе построения атомов, а в процессе их уничтожения, который, как они предполагают, постоянно происходит внутри звезд. В этом процессе протоны все время превращают всю свою массу

¹ J. H. Jeans. Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics. Cambridge 1919, p. 286.

² A. S. Eddington. The Internal Constitution of the Stars. Cambridge 1926, chap. XI.

в энергию, согласно требованию уравнения Эйнштейна. Как уже указывалось выше, мы тщетно искали среди космических лучей луч, соответствующий этому акту. Напомним, что дефект массы при образовании одного грамма-атома кремния из водорода — а при нем возникает самый жесткий из наблюдаемых космических лучей, так как лучи железа еще в известной мере гипотетичны — равен 0,23 г. Согласно уравнению Эйнштейна, полное уничтожение массы водорода вызвало бы появление луча, примерно в 4 раза (точнее в $1,00778:0,23$ раза) более проникающего, чем этот луч. Отсутствие излучения такой частоты вовсе не является, конечно, аргументом против того, что такой процесс действительно происходит внутри звезд, где и температура и плотность имеют громадные значения. Невозможность обнаружить это излучение показывает скорее, что если этот процесс действительно происходит — как думают Эддингтон и Джинс — то он происходит именно внутри звезд, где возникающее излучение скрыто от нас непроницаемым экраном материи — экраном, превращающим всю энергию луча, прежде чем он выйдет, в тепло. Если бы космические лучи возникали в звездах, они были бы точно так же скрыты от нас.

С другой стороны, тот факт, что наряду с только что рассмотренным процессом уничтожения атомов происходит и процесс возникновения атомов, который, как показывают наши опыты, идет вне звезд и обладает энергией такого же порядка величины, как и энергия, излучаемая звездами, является поистине замечательным. Действительно, сопоставляя его с рассуждениями Эддингтона, мы сразу получаем следующий неполный цикл процессов, экспериментальные свидетельства о каждом из которых даны в скобках:

1) в межзвездном пространстве существуют в большом количестве электроны и протоны (данные спектроскопа);

2) эти электроны, под влиянием условий, царящих в межзвездном пространстве, т. е. низкой температуры и разрежения материи, конденсируются в атомы (данные космических лучей);

3) эти атомы затем, под влиянием сил тяготения, скопляются в звезды (данные телескопа);

4) во внутренности звезд, под влиянием громадных температур, плотностей и давлений, какой-нибудь случайный протон, возможно принадлежавший ядру тяжелого атома, превращает всю свою массу в эфирный импульс энергии, который превращается в тепло, поддерживает температуру звезды и излучаемый ею поток энергии (данные продолжительности жизни звезд — Эддингтон — Джинс).

Все предыдущее основано на базе непосредственного эксперимента. Однако открытие второго элемента этого неоконченного цикла, а именно того, что запас протонов и электронов постоянно расходуется на образование атомов, сигналом рождения которых являются космические лучи, сразу же ставит вопрос о том, как может этот процесс длиться целыми эпохами — иначе говоря, почему все основные кирпичи материи уже давно не исчерпаны? И единственное, что можно ответить на этот вопрос — это дополнить цикл и принять, что запас этих кирпичей постоянно возобновляется за счет конденсации излучения в протоны и электроны, идущей по пока совершенно неизвестному механизму.

Такой подход является новой точкой зрения на заключение, часть которого по крайней мере была известна давно. Действительно, само уравнение Эйнштейна, допускающее превращение массы в лучистую энергию, требует существования и обратного процесса, если только не отказаться от общепринятой формы второго принципа термодинамики. Другими словами, с чисто термодинамической точки зрения, равновесие в замкнутой системе, содержащей излучение и материю, может наступить только, если превращение массы в лучистую энергию является обратимым процессом. Попытка разработать термодинамику на основе цикла, содержащего этот процесс, была недавно сделана Штерном¹, Тольманом² и Цвикки³.

¹ Stern ZS. f. Elektroch., 31, 448 (1925).

² Tolman. Proc. Nat. Acad., 14, 268, 348, 353 (1928).

³ Zwicky. Proc. Nat. Acad., июль 1928 г.

Но мы в предыдущих рассуждениях пошли дальше, чем они. Действительно, одно только предположение об обратимости вышеуказанного процесса само по себе недостаточно для того, чтобы избежать „тепловой смерти“, т. е. постепенного уничтожения всей энергии, могущей быть использованной. Сущность второго принципа заключается в утверждении, что изолированная система стремится к состоянию с постоянной температурой, характеризуемому законом черного излучения для распределения лучистой энергии и скоростей молекул газа. Простое допущение о том, что лучистая энергия может превращаться в атомы, ни в какой мере не изменяет следствий второго начала, поскольку атомы оказываются наделенными кинетическими энергиями, соответствующими температуре того излучения, из которого они возникли, а дело должно в среднем обстоит именно так — если исходить из второго принципа — так как иначе в изолированной системе данной температуры возникла бы разность температур. Действительно, с эйнштейновской точки зрения, излучение по своей природе корпускулярно.

С другой стороны, если рассматривать вселенную как замкнутую систему, то единственным путем для избежания „тепловой смерти“ является предположение, что после того, как потенциальная энергия превращается в тепло, она может где-то каким-то образом снова целиком принять свою потенциальную форму; в частности, что кинетическая энергия световых квантов может быть целиком превращена в потенциальную энергию статически притягивающих друг друга систем. В этом и состоит сущность сделанной нами выше гипотезы, что только при условиях температуры и давления, царящих в межзвездном пространстве, лучистая энергия превращается в протоны и электроны, которые затем сближаются под влиянием взаимного притяжения, скопляются в более тяжелые атомы и путем постоянных взаимных столкновений этих атомов снова превращают свою потенциальную энергию в тепло, образуя в пространстве новые „горячие массы“ (звезды). Эта гипотеза противоречит второму принципу термодинамики, примененному для всей вселенной, причем к

этому противоречию нас привели наблюдаемые свойства космических лучей. С точки зрения земных явлений обычного масштаба, к которым он успешно применялся до сих пор, второй принцип остается правильным. Существенно новый элемент, который мы внесли в данные эксперимента, заключается в том, что процесс образования атомов происходит не в звездах, т. е. не в тех частях вселенной, где материя обладает большими плотностями и температурами, а исключительно в межзвездных пространствах, где и плотность и температура равны нулю. Наш непосредственный опыт не относится, правда, к образованию легчайшего из элементов — водорода — из лучистой энергии, но включение этого процесса в ряд других „стремительных“ процессов, происходящих только в межзвездном пространстве, является естественным расширением наших наблюдений, так как нужно ожидать, что водород создается там же, где и те элементы, для которых он служит строительным материалом. Делая это обобщение, мы отрицаем обратимость процесса превращения материи в излучение при обычных температурах и давлениях. Вот почему наши выводы отличны от выводов Штерна и Тольмана и почему мы можем рассматривать вселенную как находящуюся в равновесном состоянии, хотя и не удовлетворяющем условию микрокосмической обратимости.

В известном формальном смысле, наше допущение можно не считать нарушением второго принципа, так как он в формулировке Карно гласит: коэффициент полезного действия $(T_1 - T_2)/T_1$, т. е. действительно тепло целиком превращается в работу, когда T_2 есть абсолютный нуль. Несмотря на это, мы своим допущением отрицаем применимость обычных термодинамических представлений к космическим процессам. Нужно, впрочем, отметить, что сомнения в применимости этих представлений к космосу, как целому, высказывались неоднократно. Наша гипотеза вряд ли является более радикальной, чем гипотеза Эйнштейна в 1905 г., и ценность ее не может быть отвергнута до тех пор, пока мы не получим сведений о поведении материи в межзвездном пространстве. Она представляется нам наименее радикальной из всех трех возможных гипотез, основывающихся на справедливости

уравнения Эйнштейна $Mc^2 = E$. Эти три гипотезы заключаются в следующем:

1. Первая гипотеза — Джинса и др. — заключается в том, что электроны, а следовательно и атомы и молекулы, превращаются в лучистую энергию, причем этот процесс никаким путем не обратим. Недавнее высказывание Джинса гласит¹: „Таким образом и наблюдения, и теория приводят к тому выводу, что вселенная растворяется в излучении. Наше положение сходно с положением белых медведей, находящихся на айсберге, который оторвался от общей массы льдов, окружающих полюс, и постепенно тает при переходе к экваториальным широтам, стремясь к полному исчезновению“.

Это — старая гипотеза „тепловой смерти“. Она не противоречит наблюдаемым фактам и до работы Эйнштейна считалась неизбежным следствием второго принципа, если только считать вселенную за замкнутую систему. Наука, однако, всегда возражала против такой незаконной экстраполяции нашего ограниченного земного опыта. После открытия Эйнштейна, эта гипотеза встала еще перед тем затруднением, что она вводит в термодинамику один единственный процесс, неудовлетворяющий условию микроскопической обратимости, требуемой современным толкованием второго принципа.

2. Вторая возможная гипотеза — Штерна, Тольмана и Цвикки — говорит, что вышеупомянутые процессы повсюду обратимы. Эта гипотеза оставляет в силе второй принцип, в том числе и микроскопическую обратимость, разрушаемую гипотезой Джинса, но, как было показано выше, она не избегает „тепловой смерти“ и не подтверждается тем фактом, что процесс построения атомов, при которых возникают космические лучи, происходит не везде — например не в звездах, — а исключительно лишь в глубинах межзвездных пространств.

3. Третья гипотеза, представленная здесь, столь же радикально, как и первая, противоречит микроскопической обра-

¹ J. H. Jeans. Nature 121, 467, 1928.

тимости, но зато позволяет — в противоположность (1) и (2) — избежать „тепловой смерти“. Точно так же она утверждает столь же решительно, как и вторая гипотеза, что лучистая энергия может превращаться в атомы, но лучше согласуется с данными космических лучей, говорящими, что процессы создания атомов происходят только в межзвездном пространстве.

НОВОЕ В ВОПРОСЕ О РАССЕЯНИИ СВЕТА.

Гр. Ландсберг, Москва.

§ 1. РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ.

По нашим обычным представлениям нетрудно установить различие между флюоресценцией и рассеянием света. В случае флюоресценции мы имеем дело с возбуждением излучения, характерного для флюоресцирующего вещества. Спектр этого излучения определяется в главных чертах природой флюоресцирующего вещества, и длина волны возбуждающего света играет вторичную роль. Само собою разумеется, возбуждающим может быть лишь такой свет, который поглощается нашим веществом. При этом, полоса абсорбции, как правило, имеет максимум, несколько смещенный в сторону коротких волн по сравнению с максимумом спектра флюоресценции (правило Стокса). Рассеяние же света есть процесс, в результате которого первичный пучок света, падающий на тело, испытывает лишь изменение направления распространения, не претерпевая никакого изменения в частоте колебаний: спектр рассеянного света повторяет спектр возбуждающего. Меняется, правда, распределение интенсивности света по длинам волн, согласно закону Рэлея (1), по которому интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны.

Установленные выше различия нуждаются в пояснениях. С точки зрения механизма возникновения флюоресценции и рассеяния различие между ними можно сформулировать в терминах классической теории следующим образом. Флюоресценция есть возбуждение колебаний, характеризующих

молекулы и атомы флюоресцирующего вещества. Колебания эти совершаются с периодами, определяемыми процессами, происходящими в самом веществе, и являются, следовательно, собственными колебаниями. Наоборот, рассеяние обусловливается возбуждением колебаний, при которых атом вовлекается в колебательный процесс с периодом внешней волны, т. е. вынужденными колебаниями. В соответствии с этим изменение длины волны не должно иметь места при рассеянии. Но оно может не наблюдаться также и при флюоресценции. Действительно в газообразном состоянии изолированные атомы характеризуются отчетливо выраженными периодами, так что они способны абсорбировать лишь весьма узкую монохроматическую область спектра, и возбуждаемые в них собственные колебания имеют периоды, совпадающие с периодом абсорбированного света. Флюоресценция должна в этом случае носить резонансный характер, т. е. длина волны света флюоресценции совпадает с длиной волны возбуждающего (поглощенного) света. Именно такой и оказывается открытая Вудом (2) флюоресценция паров Na. То же явление резонансной флюоресценции наблюдалось позднее и в парах других веществ (Hg, J₂) (3). В жидкостях или растворах мы имеем дело с молекулами, находящимися под сильным воздействием окружающих молекул. Поэтому собственные оптические периоды жидкостей оказываются не столь определенными, как это имеет место для одноатомных паров и газов. В соответствии с этим спектр абсорбции жидкостей характеризуется сравнительно широкими полосами, и о строгом резонансе между светом и атомами говорить не приходится. В силу тех же причин — взаимодействие молекул — и спектр флюоресценции этих объектов представляется полосатым. Несовпадение спектров абсорбции и флюоресценции не поддается простому истолкованию с точки зрения классических представлений. Формально закон Стокса получен, как известно, Эйнштейном (4) из представления о световых квантах.

Итак, мы можем определить флюоресценцию как явление возникновения под действием света собственных колебаний (или квантовых процессов, ведущих к испусканию

собственных частот); в противоположность этому рассеяние света представляет процесс возникновения вынужденных колебаний (или соответствующих квантовых процессов).

В связи с указанным различием стоит и другое обстоятельство, особенно важное с точки зрения вопроса, составляющего тему настоящей статьи.

При возбуждении флюоресценции — обычной или резонансной — мы имеем дело с собственными частотами вещества. Акт испускания света есть вторичный акт, отделенный от первичного — воздействия света — процессами, ведущими к усвоению подведенной энергии. Мы не знаем точно, в чем заключаются эти процессы, сводящиеся к каким-то внутренним пертурбациям, в результате которых атом оказывается в ином квантовом состоянии. Опыт делает, однако, вероятным предположение, что эти процессы требуют известного времени, порядок которого можно оценить величиной 10^{-9} сек. (5), (6). Раздельность двух упомянутых актов проявляется и в том, что испускаемый свет не связан по фазе со светом возбуждающим. Поэтому начальная фаза света, испускаемого каждым центром, обуславливается главным образом его внутренними процессами. Таким образом даже центры, разделенные расстоянием порядка длины волны, т. е. возбуждаемые заведомо когерентной совокупностью световых волн, становятся источниками вторичных волн, не когерентных между собою. Поэтому свет флюоресценции распространяется равномерно во все стороны, как свет независимых источников. Невозможность интерференции волн, испускаемых различными центрами, исключает преимущественное значение каких-либо направлений.

В противоположность свету флюоресценции, свет рассеяния мы трактуем как вторичные волны, обусловленные вынужденными колебаниями электронов, возникающими в атомах или молекулах под действием первичного света и происходящие с периодом этого света. При весьма большой частоте, которая соответствует обыкновенному свету (порядка 10^{15}), процесс вынужденного раскачивания электрона должен весьма быстро достигать стационарного состояния. По всей вероятности, оно достигается по истечении несколь-

ких десятков колебаний, так что чрез промежуток времени порядка 10^{-13} сек. вынужденные колебания уже становятся источником установившихся вторичных волн. Этот промежуток времени в тысячи раз короче интервала, отделяющего акт возбуждения от акта испускания при флюоресценции и других процессах, связанных с возбуждением собственных колебаний¹. Вынужденный характер колебаний, обуславливающих рассеяние света, приводит, конечно, к тому, что период вторичных волн, порождаемых этими колебаниями, совпадает с периодом возбуждающего света. Сверх того и начальная фаза вторичных волн определяется фазой первичной волны. Поэтому все центры, расположенные настолько близко друг к другу, что их возбуждение может быть произведено волнами, принадлежащими еще к одному когерентному пучку, делаются источниками вторичных волн, когерентных между собою и с первичной волной. Таким образом, наблюдаемая волна возникает как результат интерференции этих вторичных волн, накладывающихся на первичную. Другими словами, явление рассеяния света должно осуществляться при помощи того же процесса, как и все другие явления распространения света через материальную среду (прямолинейное распространение, дисперсия, отражение и преломление). Вступая в материальную среду, электромагнитная волна распространяется первое мгновение, как в пустоте, со скоростью c . Но уже очень короткий промежуток времени спустя, она приведет в колебание электроны, входящие в состав среды, которые станут источниками вторичных волн, когерентных с первичной. Складываясь, эти волны дадут в качестве результирующей волну, скорость распространения которой зависит от свойств среды. Как известно, эти рассуждения приводят к дисперсионной фор-

¹ Указанное различие имеет место, когда период вынуждающего колебания отличается заметно от собственного периода резонаторов, как это имеет место обычно при рассеянии света. При совпадении же этих периодов скорость установления стационарного состояния зависит от затухания собственных колебаний и происходит, вероятно, также за время порядка 10^{-9} сек. Таким образом явление резонансной флюоресценции и в указанном отношении является сходным с явлением рассеяния.

муле обычного типа (7), (8), (38). Таким образом показатель преломления среды должен в первое мгновение равняться 1 и только к моменту установления стационарных вторичных волн величина его должна достигать обычного значения. Однако установление стационарного состояния наступает настолько быстро, что нет возможности установить на опыте отступление показателя преломления от нормы.

§ 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИЧИНА МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА.

Однако способность вторичных волн интерферировать между собою, лежащая в основании вышеупомянутой теории дисперсии, приводит, как известно из рассуждений Френеля, к прямолинейному распространению света. Другими словами, плоская первичная волна должна оставаться плоской и внутри материальной среды, если последняя оптически однородна. Оптическая однородность предполагает, что число центров, приходящихся на малые объемы (т. е. объемы, линейные размеры которых сравнимы с длиной волны), — пропорционально выбранным объемам. В таком случае бесконечно тонкий слой, примыкающий к фронту волны, проведенному через какое-либо место среды, будет однородно заполнен центрами, служащими источниками вторичных (гюйгенсовых) волн. Разбивая этот слой по методу Френеля на зоны, мы сможем, повторяя обычные рассуждения, показать, что результирующая волна распространяется прямолинейно, т. е. вторичные волны во всех боковых направлениях уничтожаются взаимной интерференцией.

Еще Рэлей, обсуждая вопрос о рассеянии света, показал, что вынужденные когерентные колебания не могут обусловить рассеяние первичной плоской волны в стороны. Однако Рэлей (1) полагал, что эти рассуждения применимы лишь к случаю неподвижных частиц, составляющих среду. Он считал, что при наличии беспорядочного движения частиц не может быть речи о постоянной разности фаз между возникающими в них колебаниями, которая обуславливалась бы лишь запозданием возбуждающей волны, переходящей

с конечной скоростью от одного слоя к другому. В таком случае, по Рэлею, частицы, двигающиеся хаотично (тепловое движение), становятся источниками некогерентных вторичных волн и, следовательно, смогут обусловить рассеяние плоской волны во все стороны. Известно, что, базирясь на этих рассуждениях, Рэлей пришел к формуле, определяющей интенсивность света, рассеиваемого однородной средой (молекулярное рассеяние).

Рассуждения Рэлея, однако, должны быть дополнены. Как было показано Мандельштамом (9), наличие беспорядочного движения частиц само по себе не приводит к образованию некогерентных вторичных волн, если число этих частиц весьма велико. В таком случае мы всегда можем разделить среду на малые объемы, неподвижные в пространстве, и по отношению к этим объемам все наши рассуждения о правильном распределении фаз вторичных волн сохраняют силу. Для того, чтобы построение Френеля вновь привело к прямолинейному распространению плоской волны, необходимо только, чтобы в этих малых объемах заключалось число центров, пропорциональное объемам, т. е. среда удовлетворяла поставленному выше условию оптической однородности. Таким образом, оптически однородная среда, построенная из беспорядочно движущихся молекул, точно так же не должна вызывать рассеяние плоских волн. Однако среда, построенная из большого числа движущихся молекул, не может быть оптически однородна, даже по отношению к столь длинным волнам, как волны света. Смолуховский (10) первый обратил внимание, что флюктуации плотности, обуславливаемые молекулярным строением среды, должны повести к нарушению оптической однородности. Это явление и связанное с ним рассеяние света становится особенно заметным вблизи критической точки, когда сжимаемость жидкости сильно возрастает.

Действительно, „опалесценция“ вблизи критической точки становится настолько интенсивной, что она служит одним из хорошо наблюдаемых признаков приближения критического состояния. Таким образом Смолуховский дал объяснение этой „критической опалесценции“, показав в то же

время, где надо искать физическую причину всякого рассеяния света однородными средами.

Так как эти флюктуации плотности суть прямое следствие молекулярной природы вещества, то естественно этот вид флюктуационного рассеяния света назвать „молекулярным рассеянием“. Необходимо помнить, однако, что наличие зернистой структуры, обуславливаемой молекулярным строением вещества, само по себе недостаточно для того, чтобы вызвать рассеяние волн, лежащих в оптической области. Эта „зернистость“ достаточно груба, чтобы имело место рассеяние коротких (рентгеновских) волн, ибо расстояние между молекулами порядка 10^{-8} см — величина, сравнимая с длиной рентгеновских волн. Для оптической же области эта структура может рассматриваться как однородная. Лишь когда флюктуации плотности нарушат равномерность в распределении центров колебаний, световые волны будут диффрактировать на этих неоднородностях совершенно так же, как нарушение однородности на фронте волны (экран, диффракционная решетка) вызывает диффракцию, отклонение волны от первоначального направления распространения.

Опираясь на идею Смолуховского о роли флюктуационных неоднородностей, Эйнштейн (11) дал полный вывод интенсивности рассеянного света с указанной точки зрения. Вывод его может быть назван термодинамическим, ибо он не делает явного употребления из молекулярных представлений, а пользуется тем обстоятельством, что отступления от средней плотности, связанные с затратой работы, могут происходить за счет использования кинетической энергии молекул. Другими словами, наивероятнейшими отступлениями будут те, для образования которых требуется работа порядка kT на грамм-молекулу. Для получения общей формулы, выражающей зависимость интенсивности рассеянного света от абсолютной температуры, числа Авогадро, и констант среды (сжимаемость, зависимость показателя преломления от плотности), этих соображений достаточно. Более детальное изучение вопроса (влияние формы молекул на поляризацию и интенсивность излучения и т. д.) требует, однако, специальных предположений о характере электро-

магнитных полей, создаваемых внутри среды взаимодействием молекул, т. е. более детального употребления молекулярных представлений. Эти молекулярно-кинетические дополнения термодинамического вывода Эйнштейна составляют содержание ряда более поздних работ (Кабанн, Борн, Ганс, Раман с сотрудниками и т. д.)

Для газов формула, полученная Эйнштейном, вполне совпадает с первоначальной формулой Рэля. Это обстоятельство связано с тем, что для газов допущение Рэля о полной некогерентности вторичных волн математически эквивалентно идее диффракции света на тех совершенно случайно распределяющихся уплотнениях и разрежениях среды, которые представляют собой флюктуации плотности. Математическая эквивалентность эта не должна, однако, заставлять нас закрывать глаза на глубокое физическое различие в представлениях Рэля и Эйнштейна — Смолуховского.

§ 3. Возможные изменения длины волны рассеиваемого света.

Итак молекулярное рассеяние света, в отличие от флюоресценции, обуславливается вторичными волнами, когерентными между собой и порождаемыми вынужденными колебаниями электронов среды, возникающими под действием первичной световой волны. Вследствие флюктуации плотности оптическая однородность среды оказывается нарушенной, и часть энергии первичной волны разносится этими вторичными волнами по всем направлениям, причем, конечно, длина рассеиваемых волн остается без изменения.

Возникает, однако, вопрос: не может ли при рассеянии света наблюдаться изменение длины волны и каковы могут быть физические причины этого изменения?

С точки зрения тех классических представлений о колебаниях электронов, которыми мы пользовались до сих пор, одну из таких причин естественно видеть в тепловом движении атомов или молекул, могущем обусловить эффект Доплера. Однако в рассматриваемом нами случае эффект

Доплера приобретает крайне своеобразный характер, на котором необходимо остановиться.

Действительно, как показано выше, рассеяние в стороны принципиально связано с образованием флюктуационных неоднородностей в среде, так что рассеяние можно рассматривать как отражение световых волн от этих неоднородностей. Поэтому при расчете эффекта Доплера следует иметь в виду скорость движения этих неоднородностей, а не собственно молекулярные скорости. Как показано, Л. И. Мандельштамом (12), ожидаемое изменение длины волны не зависит от формы возмущения, нарушившего однородность, а только от отношения скорости распространения его к скорости света и от угла, образованного направлением наблюдения с направлением световой волны.

Для газообразных сред скорость возмущения, распространяющегося в среде в силу ее упругости (скорость звука), имеет тот же порядок величины, как и скорость теплового движения молекул. Поэтому для газообразных сред мы не получаем ничего особенного, но для твердых тел дело обстоит иначе. С точки зрения дебаевской теории теплоемкости (13) всякое тепловое движение в твердом теле¹ можно рассматривать как совокупность упругих волн, распространяющихся со скоростью звука по всем направлениям. С этой точки зрения молекулярное рассеяние света можно рассматривать как процесс отражения световых волн от неоднородностей, создаваемых в среде указанными упругими волнами. Другими словами, мы разлагаем температурные флюктуации плотности среды, являющиеся физической причиной молекулярного рассеяния света, в совокупность упругих волн, случайно возникающих в различных местах среды с различной интенсивностью и разбегающихся по всем направлениям со скоростью звука. Для твердых тел эта скорость значительно больше молекулярных скоростей,

¹ Переносенно этих представлений на жидкие и газообразные тела не приводит, как известно, к согласию с опытом; это обстоятельство также заставляет вопрос о твердых телах рассмотреть особо.

особенно при низких температурах. Совокупность таких упругих волн обращает для каждого момента однородное твердое тело в совокупность пространственных решеток всех возможных периодов. Диффракция на этих решетках и есть молекулярное рассеяние света. При заданной длине волны света и выбранном направлении наблюдения (например под углом θ к первичному пучку) диффракция будет обусловлена какой-нибудь одной системой наших пространственных решеток, двигающихся в двух прямо противоположных направлениях со скоростью звука v . Приложение принципа Доплера поведет в таком случае к заключению, что вместо монохроматической волны частоты ν должны образоваться две волны, частоты которых определяются формулой

$$\nu \left(1 \pm 2 \frac{v}{V} \sin \frac{\theta}{2} \right),$$

где v — скорость звука и V — скорость света в нашей среде, а θ — угол первичной и рассеянной волны. Этот своеобразный эффект Доплера был формулирован Л. И. Мандельштамом в 1918 г. Л. Бриллюэн (14) в работе, появившейся в 1922 г., также рассматривает вопрос о рассеянии света звуковыми волнами и также приходит, между прочим, к указанному явлению.

К вопросу о возможном изменении длины волны рассеиваемого света можно подойти еще с иной стороны, руководясь представлениями, диктуемыми теорией квантов.

Всякий обмен энергией между квантом света, подвергшимся рассеянию, и средой, эквивалентен, по теории квантов, изменению длины волны рассеиваемого света. Со времени открытия эффекта Комптона, обнаруживавшего возможность такого обмена при рассеивании рентгеновых лучей, неоднократно делались попытки обнаружения аналогичного явления в оптической области, но неизменно с неудачным результатом. Нетрудно указать причину этих неудач, лежащую в принципиальной ошибке, которую делали авторы при постановке этих опытов. Как нередко бывает при выводе заключений, диктуемых теорией квантов, нам нехватает

знания деталей процесса. Благодаря этому мы не в состоянии заключить о вероятности того или иного процесса, возможность которого предугадывается теорией квантов. Со времени установления Бором принципа соответствия (и вплоть до эпохи новой квантовой механики) пробел этот восполняют исследованием вопроса с классической точки зрения и переносят затем полученные результаты на соответствующие квантовые явления. И в данном случае будет полезно рассмотреть с классической точки зрения те процессы, при которых предполагалось исследование квантового изменения длины волны. Так Росс (15) пытался обнаружить изменение длины волны, производимое многократным отражением от зеркала или рассеиванием в парафине, которое по существу есть также отражение от кристалликов парафина, размеры которых еще довольно значительны по сравнению с длиной волны. В лаборатории Франка в Геттингене были поставлены работы, в которых также дело сводилось к отражению света от зеркала. Авторы исходили из теории эффекта Комптона, но полагали, что численное значение ожидаемого изменения длины волны должно быть значительно меньше, так как обмен энергией должен происходить между квантом и атомом, а не электроном (как в эффекте Комптона), ибо процессы усвоения света требуют атомного механизма. Но так как масса атома значительно превосходит массу электрона, то условия обмена энергии (по закону упругого удара) будут гораздо менее благоприятные, чем в случае Комптона. Поэтому внимание направлялось в сторону усиления эффекта (многократное отражение — Росс), или в сторону привлечения более тонких оптических методов [абсорбционный метод наблюдения изменения длины волны — Румп (17) у Франка]. Однако принципиальная ошибка заключается в том, что наблюдался свет, подвергшийся правильному отражению. Но правильное отражение, как известно, может иметь место лишь при условии сохранения когерентности между отраженными лучами. Лишь при этом условии они остаются способными к интерференции. В результате по одному направлению, определяемому законом отражения, будет наблю-

даться яркий свет, соответствующий интерференционному максимуму. Во всех же остальных направлениях в силу интерференции световые волны взаимно уничтожаются. Как выяснено выше, условие когерентности вторичных волн соблюдено, если центры этих вторичных волн распределены достаточно плотно, т. е. если в объеме, линейные размеры которого сравнимы с длиной волны, содержится еще весьма много молекул. Тогда, несмотря даже на интенсивное тепловое движение наших молекул, условия когерентности не нарушаются, и следовательно регулярное отражение будет иметь место¹. Во всяком твердом зеркале условия эти соблюдены, и отражение возможно. Те же световые волны, которые вследствие обмена энергией с молекулами зеркала претерпели бы изменение длины волны, станут благодаря этому некогерентными между собою и утратят тем самым способность интерферировать. В силу этого они не будут правильно отражаться, а окажутся рассеянными по всем направлениям и ускользнут от наблюдателя, изучающего отраженный свет². Сверх того надо иметь в виду, что при интерференции волн складываются их амплитуды, так что суммарная яркость окажется пропорциональной квадрату числа излучающих центров. Если же излучаемые волны не интерферируют, то складывается их интенсивность, так что в этом случае суммарная яркость будет пропорциональна числу центров (N). При сколько-нибудь значительном N яркость отраженного и рассеянного света окажется совершенно несоизмеримой. Не исключена, однако, возможность наблюдения изменения длины волны при отражении от зеркала. Следует только иметь в виду, что такие измененные волны надо искать среди

¹ В силу этого соображения волны, правильно отразившиеся от зеркала, не могут быть изменены тепловым движением молекул, входящих в состав зеркала (по принципу Доплера). В этом принципиальная ошибка одного из опытов Румпа, см. *Z. f. Physik*, 29, 196, 1924.

² В связи с этим нелишне будет отметить, что явление Комптона не должно препятствовать точным рентгеноскопическим измерениям длины волны, как это может показаться с первого взгляда. Действительно, при рентгено-спектроскопии наблюдаются рентгеновские волны, правильно отраженные от плоскостей кристалла, т. е. заведомо не претерпевшие изменения длины волны.

волн, рассеянных по всевозможным направлениям, а не в интенсивном пучке правильно отраженных лучей.

Такое поверхностное рассеяние обусловлено опять-таки флюктуационными явлениями, в силу которых гладкая поверхность зеркала непрерывно рябится мелкими волнами молекулярного происхождения. Эта рябь ведет к увеличению поверхности зеркала и, следовательно, будет тем менее интенсивна, чем больше капиллярная постоянная материала поверхности. Поверхностное рассеяние особенно легко наблюдать на поверхности раздела двух жидкостей вблизи критической температуры смешения [Мандельштам, (17)]. Оно оказывается также доступным наблюдению и на поверхности ртути [Раман и Рамдас (18)].

Итак волны, длины которых изменяются при взаимодействии с веществом и которые в силу этого становятся некогерентными, могут наблюдаться и изучаться лишь в условиях молекулярного рассеяния (поверхностного или объемного), а не правильного отражения. Молекулярное рассеяние, обусловленное флюктуациями плотности, посылает, как объяснено выше, волны по всем направлениям, несмотря на то, что отдельные вторичные волны когерентны между собой. Также по всем направлениям будет распространяться и некогерентное излучение, если оно образуется при взаимодействии света и среды. И действительно, возникновение некогерентного рассеяния, сопровождающееся изменением длины волны, было открыто именно при исследовании молекулярного рассеяния и притом одновременно в двух местах: Раманом и Кришнаном (19, 20) в Калькутте, занятыми исследованиями молекулярного рассеяния в жидкостях, и Л. И. Мандельштамом и автором (21, 22) настоящей статьи в Москве, изучавшими молекулярное рассеяние в твердых телах.

§ 4. ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ, НАБЛЮДАЕМОЕ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА.

Изменение длины волны, наблюдавшееся упомянутыми выше авторами, можно рассматривать как оптическую аналогию эффекта Комптона, если под этим последним понимать

акт обмена энергией между световыми квантами и материальными системами (атомами, электронами), далекими от резонанса с воздействующим светом. Однако механизм явления в обоих этих случаях существенно иной. В частности, в оптических опытах играет роль только энергия светового кванта. В соответствии с этим результат наблюдения оказывается независимым от направления рассеяния, как обнаружилось в опытах Мандельштама и автора, показавшими, что картина остается неизменной, если наблюдать свет под углом 60° , 90° или 120° к первичному пучку.

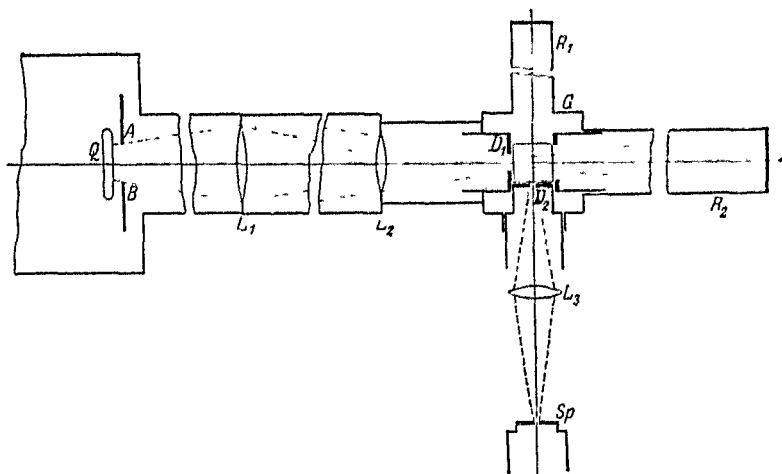


Рис. 1. Схема опыта.

Наоборот, при эффекте Комптона, как известно, изменение длины волны существенно зависит от направления рассеяния.

Самое явление было обнаружено при изучении спектра молекулярного рассеяния света. При достаточной интенсивности этого последнего на спектрограммах были обнаружены не только линии первичного источника (ртутная лампа), но каждая из них сопровождалась группой трабантов, соответствующих измененной длине волны.

Схема экспериментального расположения аналогична в опытах Рамана—Кришнана и Мандельштама—Ландсберга. Рис. 1 изображает установку, применявшуюся последними. Здесь Q — источник света (кварцевая

лампа), L_1 и L_2 — линзы, концентрирующие свет на исследуемом объекте, D_1 и D_2 — диафрагмы, предохраняющие от случайных боковых лучей, L_3 — линза, проектирующая след пучка в рассеивающем теле на щель спектрографа Sp . Вычерненные изнутри трубы R_1 и R_2 служат соответственно в качестве черного фона и поглотителя прошедших сквозь тело лучей. Перечисленные меры, защищающие спектрограф от случайных лучей, имеют значение для количественных измерений. Для обнаружения самого явления можно и не заботиться о всех этих предосторожностях.

Вуд (23) предложил несколько иную методику исследования, представляющую значительные преимущества, осо-

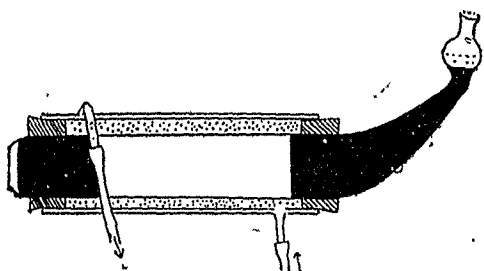


Схема расположения Вуда.

Рис. 2 а. Общий вид сосуда с изучаемым веществом.

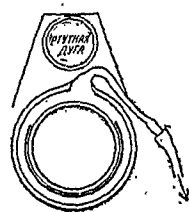


Рис. 2 б. Поперечное сечение расположения приборов.

бенно при исследовании жидкостей и газов. По Вуду (см. рис. 2 а и б) ртутная лампа приближается возможно теснее к трубке, расположенной параллельно лампе и содержащей исследуемое вещество. Два дополнительные алюминиевые рефлектора усиливают освещение. Для защиты от нагревания служит водяное охлаждение. Плоская стенка слева (рис. 2 а) служит для наблюдения, противоположный зачерненный конец играет роль черного фона. Почернение около плоской стенки предохраняет от прямого действия бокового света. При достаточной ширине исследуемого слоя жидкости и точной юстировке спектрографа, коллиматорная трубка которого направляется параллельно оси трубки с исследуемым объектом, удастся оградить спектрограф от действия случайно отраженных лучей. Преимущество этого

метода в значительно большей интенсивности падающего света, а также и в значительной толщине слоя, посылающего рассеянный свет (длина трубки). Это последнее обстоятельство относится особенно к жидкостям и газам и позволило Вуду сократить экспозицию до нескольких минут. Картины спектров, исследованных подобными приемами, получены в настоящее время для кристаллов [Ландсберг и Мандельштам (24), Рамакришна-Рао (25), Вуд (23), для жидкостей Раман и Кришнан (26), Кабанн (27), Прингсгейм (28) и др.] и для газов [Рамдас (30)], Несколько типичных спектров приведено на, рис. 3, 4, 5.

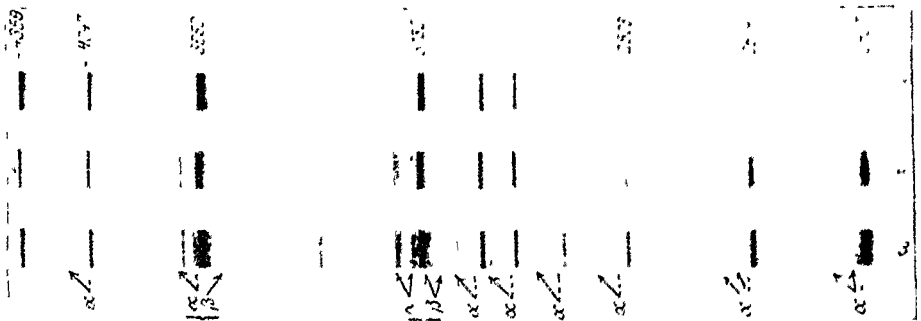


Рис. 3. Спектрограмма света, рассеянного кварцем. 1. Спектр сравнения. 2. Спектр света, рассеянного кварцем при $t=20^\circ \text{C}$. 3. Спектр света, рассеянного кварцем при $t=210^\circ \text{C}$. α — красные трабанты; β — фиолетовые трабанты.

Уже в первых работах было обнаружено, что появляющиеся трабанты могут быть сгруппированы в несколько систем. Все линии каждой системы характеризуются тем, что разность частот этой линии (трабанта) и соответствующей основной линии на всем протяжении спектра остается постоянной. Для каждой системы трабантов эта разность $\Delta\nu$ имеет свое значение (21, 26, 27). Сверх того, было обнаружено, что кроме спутников, лежащих со стороны более длинных волн (красные трабанты), имеются значительно более слабые спутники, расположенные симметрично с первыми со стороны коротких волн (фиолетовые трабанты). Таким образом каждая система состоит из совокупности трабантов, соответствующих постоянному значению разности

частот $\pm \Delta\nu$ (26, 30). Приводимая ниже таблица I, относящаяся к кварцу, может служить для иллюстрации сказанного.

Постоянство $\Delta\nu$ позволяет дать простую теоретическую интерпретацию явления. На языке световых квантов, кото-

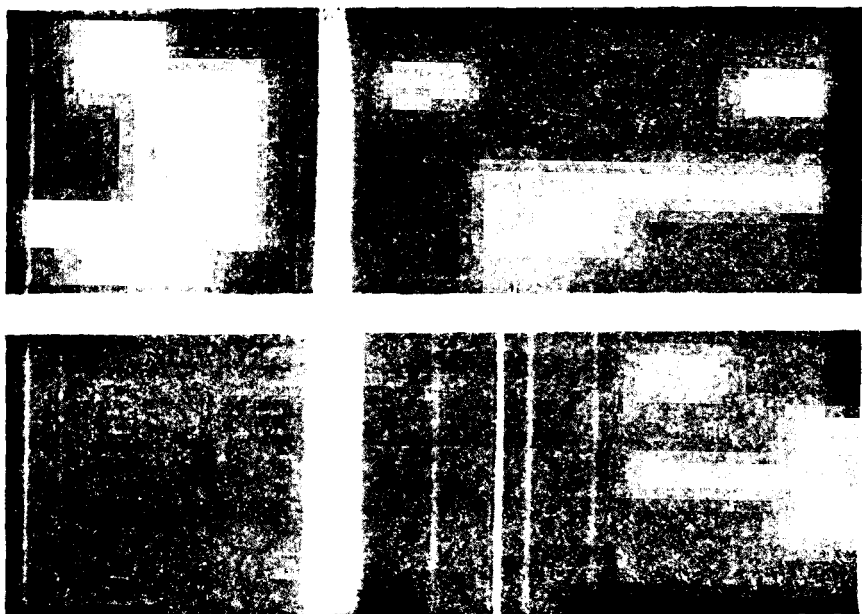


Рис. 4. Спектрограмма света, рассеянного бензолом. Вверху спектр сравнения.

рый здесь чрезвычайно удобен, мы можем выразить наблюдаемый факт следующим образом. Если энергия падающего кванта есть $h\nu$, а энергия рассеянного — $h\nu'$, то $h\nu - h\nu'$

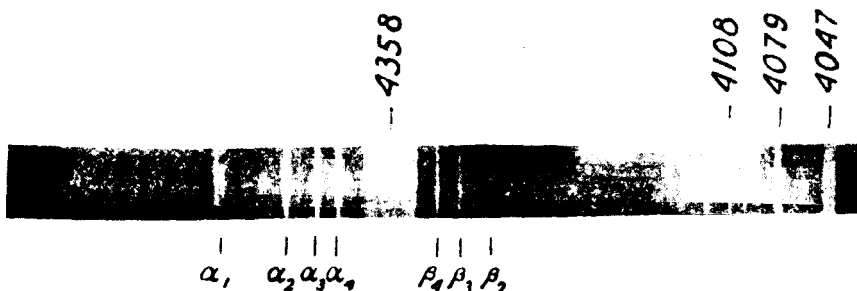


Рис. 5. Спектр рассеяния в CCl_4 (по Вуду). $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — красные трабанты при линии 4358 \AA ; $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — соответственные фиолетовые трабанты.

представляет энергию, отданную рассеивающему веществу или заимствованную от него.

ТАБЛИЦА I.

Красные трабынты		Основные линии	Фиолетовые трабынты	
$\Delta\nu \cdot 10^{-13}$	$\Delta\lambda$ в Å	λ в Å	$\Delta\lambda$ в Å	$\Delta\nu \cdot 10^{-13}$
1,37	83,5	4 358,3	—	—
1,41	78,5	4 016,8	— 73,5	1,37
1,38	62,9	3 660,3	— 61,0	1,39
1,41	63,5	3 650,2	— 59,2	1,35
1,42	54,1	3 341,5	—	—
1,38	45,8	3 131,8	— 45,3	1,41
1,40	46,3	3 125,6	— 45,6	1,42
1,38	42,4	3 023,5	—	—
1,42	42,2	2 967,3	— 41,3	1,43
1,41	40,0	2 893,6	—	—
1,40	37,0	2 803,5	—	—
1,39	35,5	2 752,8	—	—
1,41	33,4	2 653,7	— 32,2	1,39
1,38	29,7	2 536,5	—	—
1,38	29,9	2 534,8	—	—
1,38	28,5	2 482,0	—	—
$\Delta\nu_{cp} = 1,395 \cdot 10^{13}$			$\Delta\nu_{cp} = 1,394 \cdot 10^{13}$	

Среднее значение $\nu_k = (1,395 \pm 0,005) \cdot 10^{13}$
соответств. длина волны $\lambda_k = 21,50 \mu$

Естественно возникает вопрос, не является ли указанная разность $h(\nu - \nu')$ величиной, как-либо связанной с природой рассеивающего вещества?

§ 5. СВЯЗЬ НАБЛЮДАЕМОГО ЯВЛЕНИЯ С СОБСТВЕННЫМИ ИНФРАКРАСНЫМИ ЧАСТОТАМИ ВЕЩЕСТВА.

Если действительно рассматриваемый процесс надо толковать как обмен энергии между падающим светом и рассеивающим веществом, то $h(\nu - \nu') = h\nu_k$ есть квант отданный (или заимствованный) этим веществом. Следовательно, $\nu_k = (\nu - \nu')$ есть частота каких-либо периодических процессов,

характерных для нашего вещества. Численное значение $(\nu - \nu')$ лежит в области инфракрасных частот. Поэтому прежде всего была сделана попытка сопоставить значение $(\nu - \nu')$ с инфракрасными частотами рассеивающего вещества (21, 26, 27).

В настоящее время мы имеем обширный материал, не оставляющий места сомнению в правильности сделанной догадки: частоты отданных (воспринятых) квантов действительно суть инфракрасные частоты рассеивающих веществ.

Нижеследующая таблица представляет собрание нескольких примеров из полученных до настоящего времени результатов. В ней, для облегчения сравнения, приведены значения величины $\lambda_k = \frac{c}{\nu_k}$, где c — скорость света и ν_k — изменение частоты рассеянного света и λ_i — длины волн, соответствующие инфракрасным частотам, наблюдаемым обычным методом. Следует отметить, что λ_i для большинства тел определяется на основании абсорбционных методов, так что λ_i соответствует максимуму абсорбции. Как показывает теория дисперсии, положение максимума абсорбции не совсем точно совпадает с собственной частотой, а несколько сдвинуто в область коротких волн. Для случая кристаллических тел необходимая поправка указана Фёрстерлингом (31); впоследствии Гавелок (32) показал, что поправка эта должна быть значительно меньше.

Данные, собранные в предыдущей таблице, ясно показывают, что именно собственные инфракрасные колебания, свойственные рассеивающему веществу, определяют изменение длины волны, наблюдаемое в описанных опытах. Небольшие разногласия между различными авторами лежат в пределах ошибок наблюдений. Расхождение же между величинами λ_k , определенным указанным образом, и λ_i , найденным по методу абсорбции инфракрасных лучей, определяется двумя факторами. Во-первых, играют, конечно, роль и ошибки при абсорбционных измерениях, нередко дающих довольно расплывчатый максимум, который не всегда позволяет с необходимой точностью определить λ_i . В случае очень сильной абсорбции возможно слияние двух отдельных близких полос

ТАБЛИЦА II.

Наименование вещества	λ_k в микронах	λ_l в микронах	Примечание	Библиография
Кварц . . .	9,0	8,7	Измерений нет.	(25), (26), (29), (35), (24)
	13,5	12,8		
	21,5	20,7		
	38	—		
	48	—		
	80	—		
	94	—		
Толуол . . .	118	—	Сверх того имеется много инфракрасных линий, которым нет соответствующих трабантов.	(29)
	47,6	—		
	19,4	—		
	16,1	—		
	12,8	13,0		
	10,2	10,2		
	9,8	9,7		
	8,3	8,4		
	7,3	7,25		
	6,2	6,2		
Бензол . . .	3,43 } 3,28 }	3,34	Есть еще некоторые инфракрасные линии, которым нет соответствующих трабантов.	(24), (27), (28), (29)
	16,5	—		
	11,8	11,8		
	10,1	9,7—10,2		
	8,5	8,5		
	6,76	6,7		
	6,28	6,2		
	3,21	3,27		
Монохлорбензол . .	52,3	—	Есть еще много инфракрасных линий, которым нет соответствующих трабантов, некоторые из них, например 6,94 и 6,77, особенно сильные (отмечены* и **) приведены в таблице.	(29)
	41,7	—		
	23,9	—		
	16,2	—		
	14,1	—		
	10,0	—		
	9,81 } 9,18 }	9,86**		
	8,64	9,28**		
	—	8,7		
	—	6,94*		
	—	6,77**		
	6,33	6,27**		
3,26	3,26*			

абсорбции в одну. Примером может служить полоса между 12,5 μ и 13,5 μ , отмеченная Кобленцем в четыреххлористом углероде, которая по данным Вуда, найденным новым методом, соответствует двум линиям: 12,2 μ и 13,2 μ .

Кроме того может иметь некоторое значение и то несовпадение между максимумами абсорбции и собственными частотами, которое отмечено выше. Поэтому можно думать, что хорошо произведенные измерения по методу рассеяния могут дать более надежные и непосредственные данные для определения собственных инфракрасных частот вещества, чем исследования абсорбционным приемом. К этому следует прибавить также, что методика измерения в этом новом приеме значительно проще и универсальнее. При инфракрасных измерениях крайне затруднительным является вопрос о монохроматизации света, особенно соответствующего большой длине волны. Метод остаточных лучей Рубенса — почти единственный метод, дающий надежные результаты, — крайне затруднителен, ибо он позволяет монохроматизировать не любую длину волны, а лишь те, для которых найдены соответствующие отражатели. К тому же для каждой новой длины волны требуется новая установка. Крайняя незначительность числа измерений, относящихся к области длинных волн (50 μ и больше), стоит в связи с указанным затруднением. Наоборот, по новому методу все инфракрасные частоты доступны обнаружению и притом в одном опыте. Необходимо только для отыскания длинноволновых собственных частот располагать спектральным аппаратом с достаточной дисперсией и, следовательно, по возможности интенсивным светом рассеяния. В связи с последним требованием значительный интерес представляет метод Вуда, описанный выше.

Несмотря на крайнюю новизну предлагаемого метода, он уже принес некоторые новые результаты в деле изучения инфракрасных частот. Как видно из таблицы II, при его помощи обнаружены многие длинноволновые частоты. Некоторые из этих данных будут подтверждены, конечно, соответствующими абсорбционными измерениями. В одном случае, о котором сообщил профессор П. Прингсгейм¹, это уже имело место. А именно, специальные измерения абсорбции

¹ Сообщение на VI съезде Ассоциации русских физиков 6—10 августа 1928 г.

инфракрасных лучей в кварце, произведенные по указаниям Прингсгейма в Рубенсовской лаборатории в Берлине, привели к открытию новой весьма интенсивной полосы около 38μ , на которую указывали данные, полученные по методу рассеяния. Эта полоса ускользала до сих пор от наблюдения, ибо в измерительном приборе применялось кварцевое окошечко, нацело поглощавшее эту область спектра и потому делавшее невозможным ее исследование. Когда окошечко это было заменено пластинкой парафина, сделалось возможным измерение абсорбции, обнаружившее в кварце новую длинноволновую полосу. Надо отметить, правда, что линия в 38μ , найденная Прингсгеймом в кварце, значительно слабее, чем другая линия в 48μ , также неизвестная до сих пор исследователям инфракрасной области. Однако все попытки обнаружить полосу поглощения, соответствующую 48μ , не привели к положительным результатам. Такой полосы нет или, по крайней мере, она крайне слаба.

Несоответствие между интенсивностью наблюдаемых трабантов и соответствующих полос поглощения, отмеченное в предыдущих строках, не является исключительным. Как показывает сопоставление экспериментальных данных, весьма многие из инфракрасных частот, определенные абсорбционным методом, не получаются в спектрах рассеяния. При этом зачастую не могут быть обнаружены наиболее интенсивные полосы абсорбции (например $7,0 \mu$ в исландском шпате). В других случаях наиболее интенсивным максимумам абсорбции соответствуют весьма слабо выраженные трабанты в спектрах (например $8,5 \mu$ в кварце). С другой стороны, найдены немногочисленные трабанты иногда весьма интенсивные, приведение которых в связь с инфракрасными линиями абсорбции встречает некоторые затруднения (например $9,1 \mu$ в исландском шпате). Мне кажется затруднительным в настоящее время дать полное истолкование этих явлений. Непоявление или слабая интенсивность некоторых трабантов указывает на трудность их возбуждения, хотя к соответствующим собственным колебаниям наша система оказывается способной. В некоторых случаях, однако, абсорб-

ционные максимумы могут соответствовать обертонам или комбинационным тонам, обусловленным наличием определенных основных колебаний. В таком случае соответствующие трабанты и не должны появиться или, точнее, вероятность их появления крайне мала, ибо это означало бы, что один и тот же падающий квант уступил два или несколько инфракрасных квантов, событие, вероятность которого исчезающе мала. Возможно, что изменение условий возбуждения может изменить положение дел (например изменение длины волны возбуждающего света, см. ниже). Возможно также, особенно по отношению к кристаллическим телам, что возбуждение колебаний, свойственных молекулам, происходит легче, чем возбуждение колебаний решетки, как это и можно было бы ожидать на основании некоторых теоретических соображений. За это говорит, между прочим, неполучение трабантов в спектре рассеяния каменной соли и флюорита (24). Будучи построены из ионов, эти кристаллы не обладают молекулярными инфракрасными частотами. Известные для них полосы абсорбции (60 μ для каменной соли и 35 μ для флюорита) характеризуют колебания решетки в целом. Эти заключения нельзя еще считать окончательными. Против них говорят, пожалуй, также длинноволновые трабанты, полученные в кварце и исландском шпате, которые вряд ли характеризуют колебания молекул этих кристаллов. С указанной точки зрения представляет значительный интерес изучение кристаллов с одними и теми же молекулярными частотами (например группы кальцитов), а также параллельное изучение кристаллов и соответствующих растворов.

Появление трабантов, не соответствующих непосредственно инфракрасным частотам, также не может быть в настоящий момент однозначно объяснено. Сюда относится в первую очередь трабант, соответствующий $\lambda = 9,1 \mu$, найденный в исландском шпате. Правда, он может быть приведен в соответствие с одной из довольно многочисленных инфракрасных частот, отмечаемых в исландском шпате, хотя и не с очень интенсивной (например $\lambda = 8,8 \mu$) (36), особенно если принять во внимание поправку Фёрстерлинга. С другой

стороны, $\lambda = 9,1 \mu$ хорошо согласуется с одной из основных частот группы CO_2 , которая может быть вычислена из теории Борна как оптически неактивная частота.

На это указал Корнфельд (37), производивший такие вычисления для группы кальцитов (39). Существование таких оптически неактивных частот подкрепляется и экспериментальными соображениями. Многочисленные измерения инфракрасных полос поглощения в различных кальцитах, выполненные К. л. Шефером (40) и его сотрудниками, привели его к заключению, что вся совокупность этих полос может быть представлена как система комбинационных колебаний, построенных из четырех основных колебаний, характерных для группы CO_2 и могущих быть предвычисленными на основании теории Борна. Три из этих основных колебаний соответствуют трем действительно наблюдающимся максимумам абсорбции, четвертое же приходится подобрать так, чтобы с его помощью удалось передать все результаты опыта. Для всех исследованных кальцитов (доломит, церузит, витерит, магнезит, железный шпат и исландский шпат) это предполагаемое основное колебание должно соответствовать длине волны $9,2 \mu$, т. е. величине, весьма близкой к вычисляемой Корнфельдом (около 8μ) и почти точно совпадающей с измерениями по новому методу.

Оптическая неактивность одной из частот объясняется тем, что колебания, ей соответствующие, не связаны с изменением электрического момента молекулы. Поэтому такая частота не дает себя знать при абсорбционных измерениях, ибо соответствующее колебание не возбуждается переменным полем света. Можно, однако, допустить, что если молекула пришла под действием света в колебание с иной, активной частотой, то уже механическим путем может быть возбуждено и непрерывное колебание, в результате чего образуются комбинационные колебания, отмечаемые абсорбционными методами. Нечто подобное происходит, может быть, и при рассеянии света. Воздействие, производимое квантами, энергия которых значительно больше, чем необходимо для возбуждения собственных колебаний, может вызвать значительные пертурбации в молекуле. Как вторичный эффект

при этом возможно возникновение оптически неактивных, но свойственных молекуле основных колебаний. Нельзя, конечно, считать указанное объяснение вполне удовлетворительным, тем более, что в случае исландского шпата трабант, соответствующий этой оптически недействительной частоте, оказывается особенно интенсивным. Тем не менее, опираясь на эти результаты, полученные для исландского шпата, Прингсгейм делает попытку объяснить появление трабантов, соответствующих $\lambda = 9,6 \mu$, обнаруженных в азотнокислых соединениях. Прингсгейм (33) предполагает, что группе NO_3 , кроме трех известных из абсорбционных опытов собственных частот, свойственна еще четвертая, оптически неактивная, значение которой может быть интерполировано по аналогии с CO_2 . Таблица III показывает, что значение $\lambda = 9,6 \mu$, приписываемое этой неактивной частоте, недурно согласуется с данными для CO_3 , обоснованными, как мы видели, довольно хорошо.

ТАБЛИЦА III.

„Основные частоты“, соответствующие инфракрасным полосам
(λ в микрошах).

Исландский шпат	Азотнокислый натрий
6,7	7,1
[9,1]	[9,6]
11,4	12,0
14,2	14,4

На основании имеющегося пока еще небольшого материала касательно инфракрасных частот молекул, собранного новым методом, трудно было бы делать какие-либо обобщения. Изучение группы органических жидкостей привело, правда, к заключению, что определенная частота, соответствующая $\lambda = 3,27 \mu$, характеризует собою связь C—H (28), как это следует, впрочем, и из абсорбционных данных. Но можно надеяться, что новый метод позволит значительно расширить объем нужного фактического материала, ибо он представ-

ляет ряд преимуществ перед прежними приемами. К числу их относятся значительная простота и универсальность, возможность получения более точных данных и притом более непосредственным способом; наконец можно думать, что полученные таким образом частоты действительно характеризуют собственные частоты вещества, а не соответствуют каким-либо обертонам или комбинационным тонам основных собственных колебаний.

§ 6. ФИОЛЕТОВЫЕ (АНТИСТОКСОВЫЕ) ТРАБАНТЫ И ИХ ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ ТЕОРИИ ЯВЛЕНИЯ.

Как показывает закон, иллюстрированный табл. I, частота рассеиваемого света ν' получается из частоты падающего при помощи соотношения

$$\nu' = \nu \pm \nu_k,$$

где ν_k — собственная частота, характеризующая рассеивающую систему. Таким образом наблюдаемая частота получается как частота комбинационного тона, возникающего при взаимодействии собственного колебания системы и колебания, приходящего извне.

С указанной точки зрения этот новый тип рассеяния естественно, в отличие от классического, назвать комбинационным рассеянием (Kombinationsstreuung) — термин, который мы и будем употреблять в дальнейшем.

Опыт (см. рис. 3 и рис. 5) показывает, однако, что при полной симметрии фиолетовых и красных трабантов в смысле их положения относительно основной линии, интенсивности их значительно разнятся между собой и притом тем больше, чем дальше отстоят они от основной линии, т. е. чем большему ν_k они соответствуют. Это различие в интенсивности не может быть объяснено с точки зрения классических представлений и потребует привлечения квантовой точки зрения. Действительно, появление красных и фиолетовых трабантов может быть классически истолковано двояко.

Вообразим себе нашу молекулу в виде электрического диполя, вращающегося с постоянной угловой скоростью

$\omega_k = 2\pi\nu_k$ около оси y , перпендикулярной к направлению его момента. Пусть на наш диполь падает плоская поляризованная волна частоты ν , распространяющаяся вдоль оси x , так что электрический вектор направлен по оси z . Эта волна $z = A \cos 2\pi\nu t$ индуцирует в нашем диполе электрический момент, пропорциональный $A \cdot \cos 2\pi\nu t \cdot \cos \varphi$, где $\varphi = \omega_k \cdot t = 2\pi\nu_k \cdot t$ — угол диполя с электрическим полем волны (предполагая, что в начальный момент диполь направлен по z). В таком случае диполь наш станет источником излучения, определяемого формулой:

$$I = k \cdot A \cos 2\pi\nu t \cos 2\pi\nu_k t = \frac{kA}{2} \cos 2\pi(\nu + \nu_k) t + \frac{kA}{2} \cos 2\pi(\nu - \nu_k) \cdot t.$$

Другими словами, излучающаяся волна будет действительно содержать волны с частотам $\nu \pm \nu_k$, но интенсивности амплитуды обеих измененных волн должны оказаться одинаковыми.

Другое классическое толкование изменения длины волны рассеиваемого света может быть получено из следующего рассмотрения.

Пусть синусоидальная волна $A \sin 2\pi\nu t$ падает на систему, совершающую собственные колебания с частотой ν_k . В случае больших амплитуд колебания перестают подчиняться простому синусоидальному закону, ибо уравнение колебаний не будет более линейным. При суперпозиции таких колебаний получаются, как известно, комбинационные тоны, частоты которых есть $\nu + \nu_k$ и $\nu - \nu_k$. Эти тоны аналогичны до известной степени тонам, известным в акустике под именем суммовых и разностных тонов и получающимся при воздействии на один и тот же резонатор двух волн с периодом ν и ν_k . Как и в акустике, необходимое условие их образования — нелинейность уравнений. Оно может иметь место в описываемых опытах, ибо уже при обычной температуре интенсивность инфракрасных колебаний может иметь весьма большие амплитуды. Таким образом комбинационные тоны могли бы объяснить существование красных и фиолетовых

трабантов, симметричных по отношению к основной линии. Однако и в этом толковании вопрос об интенсивности не решается удовлетворительно. Относительная интенсивность обоих трабантов должна быть одинакова. Опыт же показывает, что фиолетовые трабанты значительно менее интенсивны, чем красные, и могут быть наблюдаемы лишь при наиболее ярких линиях.

Таким образом классическое толкование красных и фиолетовых трабантов не приводит к удовлетворительному результату.

Естественно обратиться поэтому к квантовому толкованию наблюдаемого явления. В терминах гипотезы световых квантов появление рассеянного света меньшей частоты означает, что часть энергии падающего кванта ($h\nu - h\nu'$) отдается при рассеянии веществу в виде кванта $h\nu_k$, характерного для него. С другой стороны, возможен и обратный процесс, когда квант присоединяется к падающему кванту $h\nu$, приводя к образованию фиолетового трабанта с частотой $\nu + \nu_k$. Эти простые рассуждения приводились в свое время Смекалом (41), который выводил отсюда заключение о возможности появления в рассеянном свете измененных компонент. Рассуждения Смекала относились к изолированным атомам, но их, очевидно, можно сохранить и для наших систем. В случае кристаллических решеток частота ν_k может представлять частоту собственных колебаний атомных комплексов, а может быть характеризует и колебания самих решеток.

Нетрудно показать, что с квантовой точки зрения вопрос об относительной интенсивности красных и фиолетовых трабантов не приводит к противоречию с опытом. Мы рассмотрим его, придерживаясь гипотезы световых квантов. К тем же результатам можно прийти, не прибегая к такой крайней модификации квантовых представлений, как гипотеза световых квантов. Гейзенберг и Крамерс (42) дали квантовую теорию рассеяния излучения атомами, примыкающую к квантовой теории дисперсии Крамерса, т. е. целиком базирующуюся на принципе соответствия. Они приходят, так же как и Смекал, к заключению, что

рассеянное излучение, наряду с первоначальной частотой, будет содержать волны, соответствующие частотам $\nu + \nu_a$ или $\nu - \nu_e$, если ν_a и ν_e — частоты, соответствующие испусканию и поглощению рассматриваемого атома. Их метод есть в сущности перевод на язык квантов выводов и формул, получающихся из классических представлений. Другими словами, в основе лежит допущение нелинейности уравнений колебательных процессов, приводящее к образованию комбинационных тонов. Однако в вопросе об относительной интенсивности суммовых и разностных тонов квантовые соображения дают иной результат, чем классическая теория. Интенсивности классического излучения определяются в квантовой теории как вероятности переходов из одного стационарного состояния в другое и, следовательно, зависят от возбужденных стационарных состояний. С точки зрения волновой механики Шрёдингера объяснение различия интенсивности красных и фиолетовых трабантов опять встречает некоторые трудности. По Шрёдингеру появление той или иной линии типа $\nu \mp \nu_k$ возможно лишь при наличии молекул, как в первом, так и во втором состоянии A и B , переход между которыми и определяет частоту ν_k . Интенсивность соответствующей линии должна определяться произведением концентраций молекул в том и другом состоянии, т. е. одним и тем же произведением $N_A \cdot N_B$, имеем ли мы в виду переход из A в B или обратно, т. е. получаем ли мы комбинационную линию $\nu + \nu_k$ или $\nu - \nu_k$ (49). Борн (59) отметил, однако, что указанное первоначальное представление Шрёдингера не является единственно возможным. Более того, по ряду других соображений Борн отстаивает статистическое толкование новой квантовой механики. С точки зрения этого толкования вопрос об относительной интенсивности красных и фиолетовых трабантов разрешается так же удовлетворительно, как и с точки зрения световых квантов.

Нижеследующее элементарное рассуждение может дать, хотя и неточное, представление об ожидаемой интенсивности красных и фиолетовых трабантов. Измененные частоты типа $\nu \mp \nu_k$ получаются при рассеянии квантов света,

сопровождающемся обменом энергией с рассеивающими центрами. Поэтому интенсивность красных и фиолетовых трабантов можно считать, при прочих равных условиях, пропорциональной числу центров, способных принять или отдать квант $h\nu_k$. К первым относятся все невозбужденные центры. Кроме того часть возбужденных центров окажется способной принять дополнительно порцию энергии $h\nu_k$, т. е. тоже дать начало красным трабантам. Другая же часть возбужденных центров будет отдавать излучению свою энергию в виде порции $h\nu_k$, переходя на низшую степень возбуждения и порождая таким образом фиолетовые трабанты.

Из двух периодических процессов, которые могут происходить в молекулах — вращение и колебание, — первый не имеет значения, ибо частоты вращения слишком малы для того, чтобы объяснить наблюдаемые эффекты: они могли бы дать лишь уширение линий, сравнимое, впрочем, с тепловым расширением линий. Колебания же молекулярных групп могут считаться в первом приближении гармоническими, так что возможны ступени возбуждения, соответствующие разности энергии $h\nu_k^1$. По формуле Больцмана числа центров, находящихся в указанных состояниях, будут

$$N_1 = N_0 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}; \quad N_2 = N_0 \cdot e^{-\frac{2h\nu}{kT}}; \quad N_3 = N_0 \cdot e^{-\frac{3h\nu}{kT}}.$$

Процессы, ведущие к образованию красных и фиолетовых трабантов, есть не что иное как положительное и отрицательное излучение (positive und negative Einstrahlung) известного вывода Эйнштейна (42). Мы не сделаем большой ошибки, если допустим, что вероятности того или иного перехода равны между собою (равенство коэффициентов B_m^n и B_n^m в формулах Эйнштейна). Таким образом интенсивность красных трабантов окажется пропорциональной числу всех невозбужденных центров + половина всех возбужден-

Индекс k в дальнейшем опускаем для простоты письма.

ных, а интенсивность фиолетовых пропорциональна половине возбужденных, т. е.

$$J_r = K \left\{ N_0 + \frac{1}{2} N_1 + \frac{1}{2} N_2 + \dots \right\} = K \cdot N_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} e^{-\frac{2h\nu}{kT}} + \dots \right\} = K \cdot N_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \right\}$$

$$J_v = K \left\{ \frac{1}{2} N_1 + \frac{1}{2} N_2 + \dots \right\} = K \cdot N_0 \left\{ \frac{1}{2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} + \frac{1}{2} e^{-\frac{2h\nu}{kT}} + \dots \right\} = \\ = KN_0 \left\{ \frac{1}{2} \cdot \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \right\}$$

Отсюда искомое отношение интенсивностей

$$\frac{J_v}{J_r} = \frac{\frac{1}{2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}} = \frac{1}{2e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Полученная формула показывает, что интенсивность фиолетовых и красных трабантов может значительно отличаться друг от друга. Само собою разумеется, что наша формула, как и всякая формула, основанная на теории квантов, приводит в пределе к выводам, совпадающим с классическими. Действительно, при малых ν или больших T имеем $J_v = J_r$, как и можно было ожидать согласно классической теории. Интерес изучаемого явления лежит в том, что для ν , с которыми мы имеем дело на опыте, уже при обычной температуре T , $h\nu$ близко к kT , т. е. интенсивность фиолетовых трабантов становится вполне заметной. По мере уменьшения ν интенсивность фиолетовых трабантов должна быстро возрастать. Действительно, опыт подтверждает это заключение. Прекрасная фотография, заимствованная из

работы Вуда (23) и воспроизведенная на рис. 5, может служить наглядной иллюстрацией сказанного.

Из нашей формулы следует далее, что интенсивность фиолетовых трабантов сильно зависит от температуры. Так для трабантов, соответствующих $\lambda_c = 21,5 \mu$ (кварц), интенсивность фиолетовых трабантов составляет при обычной температуре ($T = 300^\circ$) около 5% интенсивности красных. При повышении же температуры до $T = 500^\circ$ интенсивность фиолетового трабанта должна увеличиться в три раза, доходя до 15% интенсивности красного. Строго говоря, интенсивность красных трабантов должна бы несколько уменьшаться с повышением температуры, ибо уменьшается число невозбужденных центров и за их счет появляются центры возбужденные. Однако это уменьшение ничтожно мало по сравнению с имеющимися налицо невозбужденными центрами. Таким образом можно ждать, что при повышении температуры интенсивность красных трабантов останется неизменной, тогда как интенсивность фиолетовых значительно возрастет.

При производстве соответствующего опыта надо иметь, однако, в виду следующее. Измерение столь слабых интенсивностей возможно лишь методом фотографического фотометрирования. Чтобы исключить при этом возможное влияние колебания интенсивности источника света, лучше всего измерять отношение интенсивности обоих трабантов между собою и по отношению к основной линии. Однако интенсивность основной линии не остается неизменной при повышении температуры. Действительно, интенсивность неизменных линий зависит от интенсивности флуктуаций среды, которая быстро возрастает с температурой. Как показывает формула Эйнштейна - Рэлея, интенсивность классического рассеяния пропорциональна абсолютной температуре. Эта зависимость была действительно обнаружена на опыте в измерениях с кварцем, произведенных автором (44). Интенсивность же трабантов не должна зависеть от флуктуаций, ибо изменение длины волны, которое их характеризует, приводит к некогерентности этого комбинационного рассеяния. Поэтому оно может распространяться во все стороны,

даже если среда оптически однородна, и интенсивность его не связана со степенью нарушения однородности среды, с интенсивностью флюктуаций.

Таким образом полная картина зависимости спектра рассеянного света от температуры должна состоять в следующем. Интенсивность основных линий возрастает пропорционально абсолютной температуре, интенсивность красных трабантов остается неизменной и интенсивность фиолетовых трабантов растет значительно быстрее, чем интенсивность основных линий.

Все эти заключения, предугазанные теорией, оказалось возможным проверить и подтвердить на опыте. В опытах Л. И. Мандельштама, М. А. Леонтовича и автора (24) (45) свет, рассеянный кристаллом кварца при температуре 20°C и 210°C , фотографировался на одну и ту же пластинку, куда наносились также спектральные марки интенсивности. Таким образом условия проявления для всех снимков были абсолютно одинаковы. Время экспозиции горячего и холодного кварца выбиралось одинаковым (105 час.). Режим лампы контролировался. Неминуемые колебания яркости на протяжении 5 суток более или менее равномерно распределялись для обеих экспозиций. Фотометрируя снимки при помощи микрофотометра, можно сравнить между собой интенсивности соответствующих линий. Для определения влияния температуры на относительную интенсивность фиолетовых и красных трабантов нет надобности, конечно, заботиться о тождестве условий снимков горячего и холодного кварца. Но в описанных условиях оказывается возможным проверить все вышеприведенные заключения. Результаты измерений вполне удовлетворительны. Интенсивность красных трабантов остается неизменной. Отношение интенсивностей основных линий лежит в пределах от 1,40 до 1,87 (для разных длин волн), со средним значением 1,61, в то время как отношение абсолютных температур равняется 1,65. Интенсивность фиолетовых трабантов возрастает настолько резко, что это увеличение можно заметить даже на репродукции (см. рис. 3 б и в). Количественное измерение этого увеличения затруднительно, ибо при слабости фиолетовых трабантов почерне

ние пластинки, им соответствующее, даже при 100-часовой экспозиции, далеко ниже области нормального почернения пластинки, так что связь между почернением и интенсивностью света не может быть надежно установлена. Несомненно однако, что интенсивность их возрастает по гораздо более быстрому закону, чем линейный, в согласии с выведенной выше формулой.

Недавно Кришнан (45) произвел определение влияния температуры на интенсивность фиолетовых трабантов в четыреххлористом углероде, где они очень хорошо выражены (ср. рис. 5). Увеличение температуры четыреххлористого углерода не может быть сделано значительным (опыт Кришнана произведен при температурах 34°C и 81°C). В соответствии с этим увеличение интенсивности фиолетовых трабантов не может быть значительным. Кришнан промерил полученные им спектрограммы при помощи самопишущего микрофотометра и полагает на основании этих кривых доказанным некоторое увеличение интенсивности фиолетовых трабантов.

§ 7. Различные вопросы, связанные с комбинационным рассеянием.

Опыты с влиянием температуры на интенсивность комбинационного рассеяния позволяют дать некоторое экспериментальное подтверждение неоднократно высказывавшейся мысли о некогерентности вторичных волн, обуславливающих комбинационное рассеяние. Действительно, независимость интенсивности красных трабантов от температуры показывает, что соответствующий им свет распространяется по всем направлениям с неизменной интенсивностью, независимо от того, велики или малы флюктуационные нарушения однородности среды. На основании изложенного в начале статьи это означает, однако, что излучение, соответствующее нашим трабантам, представляет совокупность некогерентных между собой волн, в согласии с нашим представлением о природе их возникновения. Известным подтверждением некогерентности комбинационного рассеяния может считаться также опыт Богро и Рокара (47)

и Мартина (48), показавших, что в смеси воды и фенола при критической температуре растворения, когда классическое (когерентное) рассеяние сильно возрастает (опалесценция), нельзя заметить увеличения интенсивности комбинационных линий. В описанных опытах основные линии получались на спектрограмме в несколько минут, тогда как трабанты не могли быть обнаружены и при трехчасовой экспозиции. Заклучению о некогерентности комбинационного рассеяния противоречит наблюдение, описанное Раманом в одном из первых его сообщений (20). По Раману интенсивность комбинационного рассеяния возрастает параллельно интенсивности классического рассеяния, наблюдаемого в CO_2 , когда внезапным расширением в ней вызывают образование облака. Это наблюдение кажется, однако, ошибочным (49) и не получило пока подтверждения в других работах. Впрочем, может быть заключение о некогерентном характере комбинационного рассеяния еще несколько преждевременно. Наблюдаемые факты говорят только, что флуктуации плотности и концентрации, определяющие интенсивность классического рассеяния, не стоят в прямой связи с комбинационным рассеянием.

Наоборот есть ряд указаний на то, что интенсивность комбинационного рассеяния определяется для данного вещества его плотностью, т. е. числом молекул в единице объема, а не случайным распределением их. Так Рамдас (29) изучал рассеяние в жидком и парообразном эфире и пришел к заключению, что интенсивность наблюдаемого трабанта примерно в 300 раз слабее для парообразной фазы, чем для жидкой, тогда как отношение плотностей жидкости и пара есть 250. Оценка интенсивности произведена, примерно, по длительности экспозиций, могущих дать сходное почернение, и поэтому достигнутое согласие можно считать вполне удовлетворительным. К тому же заключению — о пропорциональности интенсивности комбинационного рассеяния и плотности пришел Дор (50) на основании, правда весьма грубой, оценки интенсивностей.

Вопрос об интенсивности линий комбинационного рассеяния представляет немалый интерес сам по себе и иссле-

дование его может пролить свет на механизм образования комбинационных линий. Как уже упоминалось выше, в настоящий момент мы не в состоянии ответить, почему интенсивности одних трабантов оказываются значительно большими, чем интенсивности других, в то время как в интенсивности абсорбции соответствующих инфракрасных колебаний могут наблюдаться обратные соотношения.

По приблизительной оценке большинства авторов, работавших с жидкостями, интенсивность наиболее ярких трабантов составляет 1—2% интенсивности основной линии (23, 27, 36, 50). Для кристалла кварца измерения, произведенные М. А. Леонтовичем и автором (45), дают значительно большую величину. Измерения эти, выполненные методом фотографического фотометрирования, дали для наиболее яркого трабанта в кварце значение около 40%. Полученный результат не противоречит вышеприведенным наблюдениям над жидкостями. Действительно, поскольку интенсивность комбинационного рассеяния зависит от плотности, она должна быть одного порядка для жидкостей и кристаллов. Интенсивность же основных линий, обусловливаемых флюктуациями, для жидкостей в сотни раз больше, чем для кристаллических тел. Полученное для интенсивности красного трабанта в кварце значение проливает свет на одно обстоятельство, отмеченное автором при изучении зависимости интенсивности света, рассеянного кварцем, от температуры (44). Было замечено, что лишь около $\frac{3}{4}$ рассеиваемого света возрастает линейно с температурой, а $\frac{1}{4}$ остается постоянной и предполагалось, что эта доля обусловлена случайными неоднородностями кристалла, а не молекулярными флюктуациями. Настоящие исследования показывают, однако, что неизвестный тогда эффект комбинационного рассеяния составляет заметную долю общего эффекта. Если принять во внимание и другие трабанты, а также учесть понижение их относительной интенсивности к видимой части света, то независящая от температуры часть должна составить около 40% от изменяющейся, или около 28% от суммарной интенсивности, что весьма хорошо согласуется с вышеприведенным наблюдением. Отмеченное

выше некоторое уменьшение относительной интенсивности трабантов по мере увеличения длины волны основной линии дает повод к исследованию этого явления на более широком спектральном интервале. Возможно, что такого рода исследования прольют некоторый свет на механизм самого явления. Пользуясь прекрасной аналогией, приводимой Прингсгеймом (49), явление комбинационного рассеяния можно уподобить неупругому столкновению 1-го и 2-го рода электронов с атомами, столкновению, сопровождающемуся обменом энергии между сталкивающимися системами. Классическое же рассеяние соответствует (в первом приближении) упругому столкновению, в результате которого меняется лишь направление полета бомбардирующих электронов, без изменения энергии. При этом известно, что столкновения неупругого характера возможны лишь при условии, что энергия электронов достигает известного критического значения, характерного для исследуемых атомов, а вероятность этого процесса есть некоторая функция энергии электрона. Эта функция возбуждения еще недостаточно исследована. Вопрос о подобной функции применительно к интересующим нас явлениям также стоит на очереди.

Другой путь к изучению механизма возбуждения тех или иных колебаний представляет изучение поляризации измененных и неизмененных линий рассеянного света. Как известно, простая теория Рэля предвидит, что рассеянный свет должен быть нацело поляризован в плоскости, проходящей через первичный и вторичный лучи. Предположим для определенности эту плоскость горизонтальной. Вынужденные колебания в рассеивающей среде должны быть направлены так же, как и колебания в возбуждающем свете. Если даже этот свет естественный, то все же все колебания его расположены в вертикальной плоскости, перпендикулярной к первичному лучу. Если первичный пучок параллелен, и направление наблюдения составляет с ним прямой угол, то в силу поперечности световых лучей в направлении наблюдения будут распространяться только волны, соответствующие вертикальным колебаниям электрического

вектора, т. е. поляризованные к горизонтальной плоскости. Это заключение было хорошо подтверждено в опытах по классическому рассеянию. Правда, в дальнейшем выяснилось, что для некоторых веществ поляризация не достигает 100%. Причину этого надо искать в анизотропии молекул, составляющих рассеивающую среду. В предыдущих рассуждениях молчаливо предполагалось, что рассеивающая молекула изотропна, и в ней с одинаковой интенсивностью возбуждается электрический момент любого направления, совпадающий с электрическим вектором возбуждающего поля. Так как все электрические векторы возбуждающего поля лежат в плоскости, перпендикулярной к первичному пучку, то и индуцированные электрические моменты будут расположены в той же плоскости, т. е. в направлении, перпендикулярном к первичному пучку, будет распространяться свет прямолинейно поляризованный. В случае же анизотропных молекул наведенные электрические моменты будут различными для разных направлений в молекуле и, следовательно, их направление должно зависеть от ориентации молекулы. Таким образом, наведенные электрические моменты будут расположены не только в плоскости, перпендикулярной к первичному пучку. В соответствии с этим вторичный рассеянный свет окажется лишь частично поляризованным. Такое объяснение было дано Рэлеем (51) факту неполной поляризации света, рассеянного газами, впервые наблюдаемому Стрёттом (52). Явление частичной деполаризации было наблюдено далее и в жидкостях, где оно может достигать весьма значительных размеров. В многочисленных работах Кабанна, Рамана, Ганса и др. был выработан метод оценки анизотропии молекул на основании значения фактора деполаризации.

Тем не менее рассеянный свет всегда является в более или менее значительной степени поляризованным. Возникает естественный вопрос, в какой мере это заключение относится к новому типу рассеяния. Раман и Кришнан в своих первых публикациях (20,21) отмечали сильную поляризацию нового излучения и видели в этом доказательство, что наблюдаемое явление отлично от флюоресценции.

Это доказательство не является убедительным, ибо, как отмечено выше, рассеянный свет может быть поляризован лишь частично (до 50% и ниже); с другой стороны, явление поляризации флюоресценции не только в газах, но и в жидкостях было обнаружено и измерено в многочисленных работах последнего времени (53, 54, 55). С точки зрения того механизма образования комбинационного рассеяния, который мы излагали, полная поляризация этого рассеяния совсем не представляется неизбежной. Процесс обмена энергии между светом и молекулами естественно уподобить новому акту испускания, так что степень поляризации этого света должна значительно зависеть от свойств возбуждаемой (испускающей) молекулы. Не было бы ничего неожиданного, если бы различные линии комбинационного рассеяния обладали различной степенью поляризации. Это означало бы, что для анизотропных молекул вынужденные колебания одного направления легче возбуждают одни собственные инфракрасные колебания, а при другом направлении вынужденных колебаний склонны возбуждаться другие инфракрасные частоты. Действительно, дальнейшие наблюдения показали, что степень поляризации различных комбинационных линий различна и может быть больше и меньше степени поляризации основных рассеянных линий. Но комбинационные линии, соответствующие одному и тому же инфракрасному колебанию (т. е. одному и тому же изменению падающей частоты), оказываются одинаково поляризованными, для какой бы основной линии падающего света ни производить наблюдения. Так, Кабанн (56) нашел для бензола, что в то время, как основные линии поляризованы на 40%, трабанты, соответствующие $\Delta\nu = 2,98 \cdot 10^{13}$, поляризованы почти нацело (90%), тогда как трабанты, соответствующие $\Delta\nu = 9,2 \cdot 10^{13}$, оказываются поляризованными всего лишь на 25%. Такие же наблюдения были сделаны в дальнейших работах Рамана и Кришнана (57) для бензола и амилового алкоголя и Прингсгейма с сотрудниками (33) для бензола, толуола, четыреххлористого углерода и раствора азотной кислоты. Здесь также выяснилось, что различные степени поляризации (от 0% до 90%) соответ-

ствуют различным трабантам (различным Δ). Но степень поляризации какого-нибудь определенного трабанта (данное Δ)—одна и та же, какую бы из основных линий ни брать в качестве объекта изучения. Более того, для CCl_4 , отличающегося чрезвычайно яркими красными и фиолетовыми трабантами, была оценена поляризация тех и других и оказалась одинаковой, как можно видеть из таблицы IV.

ТАБЛИЦА IV.

$\Delta \cdot 10^{13}$	Процент поляризации		
	Основная линия $\lambda = 4016 \text{ \AA}$	Основные линии $\lambda = 4359 \text{ \AA}$	
	Красные трабанты	Красные трабанты	Фиолетовые трабанты
6,05	—	5	15
9,45	6	6	11
13,70	90	90	90
22,70	17	17	—

При рассмотрении этой таблицы, составленной на основании данных Прингсгейма и сотрудников (33), надо иметь в виду, что ошибка в оценке поляризации, особенно сравнительно слабых фиолетовых трабантов, может быть весьма значительна, так что на приведенные цифры надо смотреть как на ориентировочные.

Измерение поляризации основных линий и трабантов в кристаллах представляло бы особый интерес ввиду правильности в расположении и ориентировке молекул.

Полученный до сих пор материал недостаточно обширен, чтобы позволить делать какие-либо выводы. Не исключена, однако, возможность, что различие в степени поляризации различных трабантов поможет детальнее разобраться в механизме их возникновения. Так Прингсгейм отмечает, что трабант, соответствующий тому Δ , которое отвечает в ряде органических соединений связей C—H, обнаруживает также одинаковый характер поляризации в разных соединениях.

Вообще, вряд ли будет ошибочным утверждать, что в этой новой области гораздо больше поставленных, чем разрешенных вопросов. Правда, основное явление, его физический смысл и толкование не возбуждают сомнений. Но чрезвычайно многочисленны еще разнообразные спорные и неясные пункты, разрешение которых возможно лишь по мере дальнейшего накопления фактического материала. Как я пытался показать на предыдущих страницах, кроме изучения разнообразных материалов, могущих обогатить наши сведения о собственных инфракрасных частотах молекул и, может быть, кристаллических решеток, стоит ряд вопросов об условиях возбуждения этих инфракрасных колебаний, о выяснении факторов, определяющих их интенсивность, исследование поляризации комбинационных линий и т. д.

§ 8. Заключение.

Мне кажется уместным закончить настоящую статью обсуждением того же самого вопроса, с которого я ее начал.

С точки зрения описанного здесь нового типа комбинационного рассеивания различие между флюоресценцией и рассеянием перестает быть столь резко очерченным. Мы видим, что возможно рассеяние света, при котором вынужденные колебания системы комбинируются с собственными колебаниями ее, и, следовательно, противоположение собственных колебаний вынужденным теряет смысл. Явление комбинационного рассеяния может рассматриваться как дополнительная флюоресценция. В обычной флюоресценции легко поддается наблюдению то собственное излучение, к которому возбуждается молекула. Остаток же энергии („Стоксово смещение“) непосредственно не изучается, и можно делать лишь более или менее правдоподобные предположения о его судьбе. В явлении комбинационного рассеяния, наоборот, объектом наблюдения является именно этот остаток. Энергия же собственных колебаний непосредственно наблюдению не подлежит, и лишь по числовым данным можно не сомневаться, что возбуждаемое собственное излу-

чение есть инфракрасное излучение. Не исключена, конечно, возможность подбора таких объектов, при которых и возбужденное собственно свечение и „остаток“ окажутся в области, удобной для наблюдения. Существенно новым является, однако, факт возбуждения интенсивных инфракрасных колебаний при помощи света, частота которого лежит в далекой области спектра (ультрафиолетовой). Наблюдающийся обмен энергии между светом и веществом совершенно не укладывается в рамки обычных классических представлений о резонансе. Мы имеем здесь процессы весьма близкие, если не идентичные с теми явлениями положительной и отрицательной абсорбции, которые постулировал Эйнштейн (60) при своем известном выводе формулы черного излучения. С указанной точки зрения описываемое явление есть лишний и немаловажный довод в пользу квантового характера света¹.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Lord Rayleigh. *Phil. Mag.*, 12, 81, 1881.
2. R. W. Wood. Okano. *Phil. Mag.*, 23, 689, 1912.
3. L. Dunoyer. *C. R.*, 156, 1067, 1913.
4. A. Einstein. *Ann. de Physik*, 17, 132, 1905.
5. W. L. Lewschin. *Z. f. Physik*, 32, 307, 1925.
6. E. Gawiola. *Z. f. Physik*, 42, 853, 1927.
7. W. Esmarch. *Ann. d. Phys.*, 42, 1257, 1913.
8. A. Sommerfeld. *Phys. ZS.*, 8, 844, 1907, см. также *Festschrift für H. Weber*, 1912.
9. I. Mandelstam. *Ann. d. Phys.*, 23, 626, 1907.
10. M. v. Smoluchowski. *Ann. d. Phys.*, 25, 205, 1908.
11. A. Einstein. *Ann. d. Phys.*, 33, 1275, 1910.

¹ Примечание при корректуре. За срок, протекший со времени написания статьи (декабрь 1928 г.), появилось около двух десятков новых работ, посвященных комбинационному рассеянию. Они уже не могли найти себе отражение в тексте и не включены в список приведенной литературы. Некоторые из этих работ весьма интересны, но ничего особенно существенного, что потребовало бы изменения текста, они не прибавляют.

12. Л. И. Мандельштам. ЖРФХ Об-ва, 58, 831, 1926.
13. P. Debye. Ann. d. Phys., 39, 789, 1912.
14. L. Brillouin. Ann. de Phys., 17, 88, 1922.
15. P. A. Ross. Proc. Nat. Acad., 9, 246, 1923.
16. W. Rump. Z. f. Physik, 29, 196, 1924.
17. L. Mandelstam. Ann. d. Phys., 41, 609, 1913.
18. C. V. Raman a. L. A. Ramdas. Proc. of Roy. Soc. (A), 108, 561, 1925; (A), 109, 150-a. 272, 1925.
19. C. V. Raman a. K. S. Krishnan, Nature, 121, 501, 1928.
20. C. V. Raman. The Ind. Journ. of Phys., 11, 1, 1928.
21. Gr. Landsberg u. L. Mandelstam. Naturwiss., 16, 551, 1928.
22. Гр. Ландсберг и Л. Мандельштам. — ЖРФХ Об-ва, 60, 535, 1928.
23. R. W. Wood. Phil. Mag., 6, 729, 1928.
24. Gr. Landsberg u. L. Mandelstam Z. f. Physik, 50, 789, 1928.
25. I. Ramakrishna-Rao. The Ind. Journ. of Phys., 111, 123, 1928.
26. C. V. Raman a. K. S. Krishnan. The Ind. Journ. of Phys., 11, 399, 1928.
27. J. Cabannes et P. Daure. C. R., 186, 1533, 1928.
28. P. Pringsheim u. B. Rosen. Z. f. Physik, 50, 741, 1928.
29. L. A. Ramdas. The Ind. Journ. of Phys., 111, 131, 1928.
30. Gr. Landsberg et L. Mandelstam, C. R. 187, 109, 1928.
31. K. Försterling. Ann. de Phys, 61, 577, 1920.
32. T. H. Havelock. Proc. Roy. Soc., (A), 105, 488, 1924.
33. A. Carelli, P. Pringsheim, B. Rosen. Z. f. Physik, 51, 511, 1928.
34. K. S. Krishnan. Nature, 122, 650, 1928.
35. C. E. Bleeker. Z. f. Physik, 50, 781, 1928.
36. F. Matossi. Z. f. Physik, 48, 616, 1928.
37. H. Kornfeld. Naturwiss., 16, 653, 1928.
38. P. P. Ewald. Fortschritte der Chemie, Physik und Physikalischen Chemie, B. XVIII, 8.
39. H. Kornfeld Z. f. Physik, 26, 205, 1924.
40. Cl. Schäfer, C. Bormuth, F. Matossi. Z. f. Physik, 39, 648, 1926.
41. A. Smekal. Naturwiss. 11, 873, 1923.
42. H. A. Kramers u. W. Heisenberg. Z. f. Physik, 31, 631, 1925.
43. A. Einstein. Phys. ZS., 18, 121, 1917.
44. Gr. Landsberg — Z. f. Physik, 45, 442, 1927.
45. Gr. Landsberg u. M. Leontowitsch. Z. f. Physik, 53, 439, 1929.
46. K. S. Krishnan. Nature, 122, 650, 1928.
47. A. Bogros et J. Rocard. C. R., 186, 1712, 1928.
48. W. N. Martin. Nature, 122, 6 oct., 1928.
49. P. Pringsheim. Naturwiss., 16, 605, 1928.
50. P. Daure. C. R., 186, 1833, 1928.

51. Lord Rayleigh. *Phil. Mag.*, 35, 373, 1918.
 52. R. J. Strutt. *Proc. of Roy. Soc. (A)*, 94, 453, 1918.
 53. F. Weigert. *Verh. d. d. Phys. Gesel.*, 23, 100, 1920.
 54. G. Schmidt. *Phys. ZS.*, 23, 233, 1922.
 55. S. J. Vavilov u. W. L. Lewschin, *Z. f. Physik*, 16, 135, 1923 и след.
 56. J. Cabannes. *C. R.*, 167, 654 1928.
 57. C. V. Raman u. K. S. Krishnan. *Nature*, 122, 169, 1928.
 58. Gr. Landsberg. *Z. f. Physik*, 43, 772, 1927.
 59. M. Born. *Naturwiss.* 16, 673, 1928.
 60. A. Einstein. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 1917.
-

ПРОБЛЕМА СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И РАБОТЫ П. Л. КАПИЦЫ.

Л. Г. Дорфман, Ленинград.

ВВЕДЕНИЕ.

Вряд ли будет преувеличением, если сказать, что магнитные явления представляют собою до сих пор наименее разработанную область физики. Последние десятилетия вскрыли много новых магнитных явлений, показали теснейшую связь магнетизма с наиболее фундаментальными законами, управляющими строением атомов и молекул; вопросы строения металлов, вопросы химической валентности оказались по существу почти вопросами магнитными. Все эти данные расширили горизонт казавшейся многим почти бесплодной и „узкой“ области магнетизма, но не разъяснили накопившегося экспериментального материала.

Одною из главных трудностей при исследовании магнитных явлений оказывается их сравнительная малость. Оставляя в стороне ферромагнитные явления, приходится сказать, что магнитные свойства для своего изучения требуют необычайно утонченных средств. Большинство этих явлений начинают быть обычно наблюдаемыми в магнитных полях силою в 10 000—20 000 гаусс, между тем наиболее сильные, доступные для исследователей поля не превышают 30 000—40 000 гаусс. Изучение воздействия магнитного поля на различные процессы может быть тем плодотворнее, чем шире диапазон варьируемых полей. Поэтому, очевидно, магнитные исследования могут развиваться в двух направлениях: 1) в направлении увеличения чувствительности методов с тем, чтобы

иметь возможность наблюдать магнитные явления уже в слабых полях и 2) в направлении увеличения силы магнитных полей. Второй путь еще тем более интересен, что в крайне сильных магнитных полях мы можем ожидать проявления новых свойств, качественно новых явлений. В самом деле можно с уверенностью ожидать, что в поле 10^6 — 10^7 гаусс мы смогли бы наблюдать магнитное насыщение у многих парамагнитных веществ; далее, как можно предсказать из магнитооптических данных, поля этого порядка величины способны вызвать глубочайшую пертурбацию движения электронов в атомах и молекулах. Вследствие этого проблема получения сильных магнитных полей представляет собой огромный интерес.

Каким же путем можно рассчитывать на получение столь сильных полей? Увеличение силы тока в современных электромагнитах или изменение формы полюсов не может дать никаких существенных результатов; здесь максимум — поле 7×10^4 гаусс, но в объеме около 1 м.м.^3 , т. е. практически им воспользоваться невозможно. Этот объем можно увеличить, лишь значительно увеличивая самые размеры электромагнита. В настоящее время в лаборатории Коттона в Париже по расчетам Коттона и П. Вейсса заканчивается гигантский электромагнит, весом в 100 т , поперечное сечение сердечников которого составляет 1 м.^2 . В этом электромагните ожидается получение $100\,000$ гаусс в объеме, в котором вполне удобно исследовать различные вещества. Во всех этих электромагнитах их максимум поля ограничен насыщением железа или железо-кобальта¹. Одним из путей увеличения поля было бы изыскание иных материалов для сердечников. Но до сих пор неизвестно, существуют ли ферромагнитные вещества помимо семейства металлов железной группы. Есть основание думать, что ферромагнетизм существует среди группы так называемых редких земель, но изучение их до сих пор тормозится трудностью получения этих веществ в металлическом состоянии. Получение их в больших коли-

¹ Железо-кобальт имеет на 10% более высокое насыщение, чем железо.

чествах во всяком случае крайне затруднительно, ввиду их редкости и ценности. Даже в случае, если бы среди этих веществ нашлись ферромагнитные металлы, то можно почти с уверенностью сказать, что замена ими железа (или Fe—Co) в обычных электромагнитных и даже электромагните Коттона повысила бы магнитное поле не более как до $200\text{--}400 \times 10^3$ гаусс. Хотя этот путь несомненно представляет собою очень большой интерес, им пока по причинам материального характера никто из исследователей идти не может.

Но если в электромагнитах с сердечником верхний предел поля налагается величиной насыщения материала сердечника, то принципиально беспредельными являются возможности генерирования поля посредством соленоида без сердечника. Однако для этого нужны огромные токи, вызывающие значительное выделение тепла. В таком случае кардинальным является вопрос охлаждения соленоида. Устройство соленоида уже на $25\text{--}45 \times 10^3$ гаусс представляет собою серьезные технические затруднения. Деландр и Перо осуществили соленоид, дававший в объеме около $0,1 \text{ см}^3$ поле до 60 000 гаусс. Затрата энергии составляла около 500 kW. Дальнейшего улучшения предполагали достигнуть различными путями. При открытии явления сверхпроводимости полагали возможным сделать соленоид из сверхпроводника, но эта мысль оказалась утопией, ибо сверхпроводимость исчезает совершенно уже при очень небольших полях (100—200 гаусс). Естественной была другая мысль, высказанная впервые Перреном об охлаждении соленоида жидким воздухом. Самое понижение температуры до -180°C должно было понизить сопротивление обмотки примерно вдвое. Фабри подверг эту мысль тщательному расчету и показал, однако, что для получения 100×10^3 гаусс в соленоиде внутреннего диаметра в 1 см расход жидкого воздуха составлял бы 24 л/сек при мощности источника тока в 400 kW. Следовательно и мысль использовать жидкий воздух неосуществима на практике.

Иным путем пошли П. Л. Капица и Уолл. Они оставили мысль о создании магнитных полей длительное время и перешли к созданию сильнейших мгновенных магнит-

ных полей. Поскольку почти все молекулярные процессы устанавливаются приблизительно в течение 10^{-8} — 10^{-12} сек, достаточно, если поле существует в продолжение 10^{-3} сек, чтобы уже эти процессы происходили совершенно так же, как в постоянном поле. Разумеется, самая методика измерений полей и наблюдения явлений должна быть в таком случае приспособлена к малым интервалам времени.

Создание мощных мгновенных разрядов возможно, конечно, осуществить самыми разнообразными способами. Поле в 1 000 000 гаусс требовало бы 50 000 kW. Если, однако, создать поле на короткие промежутки времени, то можно обойтись и значительно менее мощным источником; для этого необходимо лишь, чтобы в промежутки времени между работой соленоида удавалось каким-нибудь путем накапливать энергию, а затем при разрядке выпускать накопленный запас.

Простейшим из таких способов является метод разряда конденсатора, осуществленный впервые (хотя и в крайне несовершенном виде) Уоллом. В его установке имелось несколько конденсаторов, каждый на 50 μF (при 2 000 V напряжения). Эти конденсаторы заряжались от небольшого генератора (20 W), соединенного последовательно с аккумуляторной батареей до 2 200 V. В зарядную цепь включено большое сопротивление, дабы избежать чрезмерного возрастания тока при зарядке. Зарядка продолжалась несколько минут. Затем емкости разряжаются через соленоид, находящийся в масле. Дабы избежать поломки соленоида, вследствие огромных механических сил, возникающих между витками у Уолла, соленоид укреплялся в особой раме. Сила тока в соленоиде и напряжение измерялись осциллографом. Однако в установке Уолла имелись два серьезных недочета: во-первых, не было принято мер к тому, чтобы ток в осциллографе изменялся так же, как в соленоиде, т. е. не было никакой гарантии, что осциллограммы соответствовали току, и, во-вторых, получался быстро переменный колебательный разряд, применить который для каких-либо исследований было невозможно.

По расчетам П. Л. Каплицы метод разрядки конденсатора мог бы быть применен для генерирования сильных мгно-

венных полей, причем требовалась бы емкость в 20 μF , заряжаемая до 50 000 V. Другие два метода были с успехом предложены и осуществлены П. Л. Каплицей.

Первый метод заключается в мгновенной разрядке аккумуляторов специальной конструкции. Обратимся к более детальному его описанию.

Метод разрядки аккумуляторов.

Для получения коротких и мощных разрядов необходимо было соорудить специальную аккумуляторную батарею. Каждая батарея состояла из 71 свинцовой пластины 35×35 см² площадью и 1,5 мм толщиной. Эти пластины отделялись друг от друга эбонитовыми пробками. По наружному краю между пластинами находились еще узкие резиновые прокладки. Таким образом пространство между двумя пластинами представляло собою как бы плоский сосуд, закрытый с двух сторон резиной и с резиновым дном, наполнявшийся 30%-ным раствором серной кислоты. Каждая свинцовая пластина ограничивала собою два соседних сосуда. Каждый сосуд представлял собою аккумулятор, так что при пропускании тока через батарею каждая свинцовая пластина с одной стороны заряжалась положительно, с другой — отрицательно. Толща свинца представляла собою соединительный проводник между отдельными аккумуляторами. Поскольку ток шел через тонкие слои кислоты и через свинцовые пластины перпендикулярно к поверхности, сопротивление такой батареи оказывалось крайне малым — 0,02 Ω . Таких батарей было 4, и они были соединены друг с другом параллельно. Они заряжались током в 2—3 А от 220 V. При разрядке можно было получать около 1 000 kW, причем ток достигал 7 000—10 000 А.

При исследовании изменения разрядного тока от времени при различных сопротивлениях проводника, которым замыкалась цепь, оказалось, что при внешнем сопротивлении 0,025 Ω в первую 0,01 сек можно было получать значительную мощность, но ток быстро спадал. При сопротивлении, большем 0,025 Ω , ток спадал медленнее, но мощность была меньше.

Первым затруднением в этих работах являлась необходимость быстрого включения и выключения тока порядка 10 000 А. Это затруднение было преодолено следующим образом. Сначала заряжались батареи. Цепь от аккумуляторов к соленоиду заключала в себе один специальный рубильник и последовательно ему второй специальный рубильник, зашунтированный тонким проводом. Рубильники представляли собою весьма сложные механизмы, в которых щетки, состоявшие из нескольких медных полос, могли быть чрезвычайно быстро приведены в соприкосновение с медными пластинами. Целый ряд механических приспособлений препятствовал отскакиванию щеток после соприкосновения, обеспечивая четкость движений. Первый рубильник, посредством собачки и рычага, был связан со вторым таким образом, что включение первого рубильника мгновенно влекло за собой включение и второго, т. е. разрядку аккумуляторов через соленоид. Далее, второй рубильник автоматически сразу же прерывал соединение снова, и ток устремлялся в тонкий шунт. От гигантского тока шунт проплавлялся в течение 0,01 сек, после чего ток прерывался вовсе. Включение первого и второго рубильников продолжалось $\frac{1}{40}$ сек. Аппарат работал настолько четко, что одновременность включения могла быть обеспечена с точностью до 0,0001 сек. Было обращено серьезное внимание на сопротивление рубильников и подводящих кабелей; оно было сделано равным 0,0016 Ω. Таким образом лишь около 7—10% тока терялось в проводке.

Этим методом П. Л. Капице удалось получать поля порядка 500 000 гаусс в соленоиде внутренним сечением около 1 мм² в течение 0,003 сек. В объеме около 2 см³ можно было иметь около 80 000 гаусс, что уже представляет собою огромный успех по сравнению с полями, получаемыми в обычных электромагнитах.

Генерирование столь сильных мгновенных полей требовало специальной методики измерения токов, напряжений и самых полей. Измерения производились посредством специальных осциллографов. К этому вопросу мы вернемся ниже.

Как уже говорилось при описании установки Уолла, огромные токи, протекающие через соленоид, вызывают в

нем чрезвычайно большие механические усилия (взаимодействие между витками). Это обстоятельство представляло собою серьезное препятствие. Когда П. Л. Капица в 1925 г. установил у себя еще более мощную установку (см. ниже), соленоиды разлетались вдребезги почти при каждом опыте. Только благодаря крайне остроумной конструкции соленоида наконец удалось преодолеть и это затруднение. К описанию соленоида мы также еще вернемся.

Сейчас же мы перейдем к другому методу создания сильных полей, также осуществленному П. Л. Капицей, — методу короткого замыкания генератора.

МЕТОД КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ ГЕНЕРАТОРА.

Для того, чтобы создать поле порядка 1 000 000 гаусс, необходимо иметь запас энергии в 50—100 раз больший, чем запас энергии описанной выше батареи аккумуляторов, т. е. около 50 000 kW. Кроме того аккумуляторы сравнительно быстро портились. Наконец весьма трудно резко и определенно включить и выключить постоянный ток столь огромной силы.

Гораздо более подходящим источником энергий может служить генератор, замыкаемый в течение малого промежутка времени. Механическая энергия, накапливаемая ротором в момент замыкания, разряжается, ротор тормозится, а в цепи проносится огромный ток. Для того чтобы иметь достаточное количество энергии, генератор должен быть рассчитан на постоянную мощность в 2 000 kW. Для того, чтобы легко включать и прерывать ток, генератор должен быть переменного тока; в таком случае можно осуществлять включение и выключение в моменты, когда кривая тока проходит через нуль.

Очевидно, что для поставленной задачи конструкция генератора должна быть такова, чтобы: 1) кривая тока имела плоский максимум (т. е. ток в течение некоторого промежутка времени постоянен), 2) в момент короткого замыкания возникал очень большой ток, медленно затем спадающий. Обе эти особенности, характерные для специального генератора, могущего служить для создания мгновенных сильных

токов, резко противоречат требованиям, предъявляемым к обычным генераторам. Как раз эти две характерные черты, отличающие данный генератор, считаются дефектами в обычной электротехнике. Эти дефекты должны быть доведены до гипертрофии — такова задача конструктора. Эта задача была разрешена самим П. Л. Каплицей (являющимся инженером-электриком по образованию) совместно с инж. М. Костенко, проф. Майльс Вокером и др., и генератор был построен компанией Викерс.

При рациональном расчете удалось значительно уменьшить постоянную мощность машины, доведя мгновенную максимальную мощность при замыкании до 220 000 kW.

Плоский максимум кривой тока достигается вполне определенным соотношением обмоток. Обмотка состоит из двух частей.

Весьма существенна механическая прочность машины, ибо в момент замыкания развиваются гигантские силы. Кроме того кажущееся сопротивление (импеданс) машины должно было быть доведено до минимума. Так как генератор замыкается на соленоид, кажущееся сопротивление которого приблизительно равно кажущемуся сопротивлению обмотки, машина дает лишь 110 000 kW и из них могут быть использованы в соленоиде лишь около 55 000 kW. В момент замыкания скорость ротора уменьшается на 10% и, следовательно, высасывается 20% кинетической энергии. Машина приводится в движение мотором в 80 HP постоянного тока, сидящим на одном валу с ротором генератора.

Чрезвычайно серьезное препятствие встретилось в том, что в момент замыкания возникает сильнейшая упругая волна, потрясающая, несмотря на ряд принятых мер, здание лаборатории. Это затруднение было обойдено с редким остроумием. Соленоид и измерительные приборы отнесены от генератора на расстояние около 20 м, куда проложен толстый кабель. Так как самый процесс записи тока и других измерений продолжается, как и самое замыкание, около 0,01 сек, упругая волна, идущая по земле со скоростью 2 000—3 000 м/сек, не успевает еще дойти до приборов, когда уже опыт кончен, фотографические записи сделаны и т. д. Через несколько

минут замыкание повторяется, но опять волна не успевает помешать опыту. Лаборатория П. Л. Капицы в Кембридже помещается в специальном здании. Для того чтобы избежать несчастных случаев, в момент, когда включается генератор, двери лаборатории автоматически закрываются специальными электромагнитными механизмами и зажигаются сигнальные лампы.

Серьезнейшим вопросом здесь, как и в методе разрядки аккумуляторов, является вопрос устройства переключателя и синхронизирующих приспособлений. Практически невозможно включить и выключить ток в точности тогда, когда кривая тока проходит через нуль. Достаточно отступить на $0,0003$ сек в ту или иную сторону, чтобы уже столкнуться с током в 3000 — 6000 А. Если прервать этот ток без дуги, то накопленная энергия зарядит генератор до высокого потенциала, что может привести к пробое изоляции обмотки. Поэтому необходимо включить в момент выключения тока емкость в 50 мФ. Щетки переключателя начинают отдаляться друг от друга несколько ранее срока с тем, чтобы зажглась дуга, которая затем потухает через $0,0005$ сек, не причиняя вреда. Далее продолжается слабый колебательный разряд.

Переключатель должен работать с точностью до $0,0003$ сек по отношению к нулевому моменту. Для того чтобы развести щетки, весящие 1 кг, на расстояние $0,5$ мм, в течение не более $0,0003$ сек, им нужно сообщить ускорение, в 1000 раз превышающее ускорение силы тяжести, т. е. сила должна быть приложена порядка 1 т. Уже эти несколько соображений показывают, какие затруднения были преодолены при конструировании переключателя. Да и само изготовление его из специальной стали требует исключительной тщательности. Мы не будем входить в рассмотрение деталей этого шедевра. Интересно отметить еще одно затруднение: небольшое нагревание соленоида меняет его сопротивление, а значит и режим тока, и синхронизация может быть нарушена.

Момент включения и выключения тока связан во времени с целым рядом манипуляций, как то: пуском падающих пла-

стинок осциллографов и включением целого ряда предохранительных реле. Все это работает безукоризненно.

Теперь обратимся к методу измерения токов и полей.

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКОВ И ПОЛЕЙ.

П. Л. Капицей был применен обычный тип дудделевского осциллографа для измерения как силы тока, так и напряжения. Сила тока измерялась шунтированным осциллографом. Для измерения напряжения служил другой осциллограф, в цепь которого было включено добавочное сопротивление в 300 Ω .

Осциллографы, однако, пришлось сконструировать заново для того, чтобы они соответствовали требованиям установки.

Этих требований было два: во-первых, сила тока в осциллографе должна была меняться так же, как и в соленоиде, и, во-вторых, осциллограф должен был отмечать крайне быстрые изменения, т. е. должен был быть построен на частоту 20 000—30 000 кол./сек.

Условие, удовлетворяющее первому требованию, вытекает из уравнения:

$$ir + l \frac{di}{dt} = JR + L \frac{dJ}{dt},$$

где i — сила тока в осциллографе, J — сила тока в соленоиде, r — сопротивление осциллографа, R — сопротивление соленоида, l — самоиндукция осциллографа, L — самоиндукция и t — время.

Если теперь:

$$\frac{r}{l} = \frac{R}{L},$$

то оказывается

$$i = \frac{R}{r} J,$$

т. е. ток в осциллографе пропорционален току в соленоиде. Это условие, как уже указывалось выше, отнюдь не было соблюдено Уоллом в его установке, и величина его поля поэтому неизвестна.

Второе требование удовлетворяется, как показывает теория, уменьшением длины нити осциллографа. П. Л. Капцей был сконструирован соответствующий миниатюрный осциллограф. Шунт, включаемый в цепь осциллографа, был сделан безындуктивным и состоял из толстых проволок.

Измерение поля H производилось по току в соленоиде. До опыта определялась константа X соленоида, т. е. на полях меньшей силы выяснялась зависимость

$$H = \gamma J,$$

а затем, зная J , можно было всегда найти H .

Впоследствии был применен метод непосредственного баллистического измерения полей. Внутри соленоида укреплена специальная катушечка, соединенная с баллистическим гальванометром. Совершенно очевидно однако, что если гальванометр будет приключен все время, пока ток возрастает и падает, то никакого показания прибор не даст. Поэтому был устроен специальный автоматический переключатель, приключавший гальванометр в любой момент и одновременно дававший световую метку на осциллограмме силы тока. Большие трудности при этом представляла собою необходимость тщательной бифилярной проводки от катушки к гальванометру.

Обратимся теперь к устройству самого соленоида.

Устройство соленоида.

Соленоид, по которому проходит ток, подвергается действию сил различных направлений: во-первых — это силы радиальные, пытающиеся разорвать каждый виток, и, во-вторых — это силы осевые, прижимающие один виток к соседнему. Мы не будем здесь останавливаться на анализе этих сил, достигающих 1 тонн/см², который был детально произведен П. Л. Капцей.

Основой соленоида служит цилиндр из сплава меди с 2% кадмия (этот сплав обладает электропроводностью, равной 90% электропроводности меди, и, будучи закален, в четыре раза превосходит прочностью медь). Этот цилиндр обматывается

лентой в 5 мм шириной из того же сплава, изолированной клеенкой и слюдой. Внутренний конец обмотки припаявается к цилиндру, наружный несет на себе скользящий контакт. Контакт должен быть сделан скользящим, ибо вследствие огромных магнитных радиальных сил соленоид слегка разматывается при прохождении по нему тока. Как ни странным кажется на первый взгляд устройство скользящего контакта при 30 000 А, но кратковременность прохождения тока делает его безвредным. Соленоид пропитывается бакелитом, заполняющим все полости, а затем заключается в прочный стальной (специальной стали) бандаж. При поле в 400 000 гаусс бандаж испытывает давление в 100 тонн. Присутствие стали, как показали опыты при полях внутри соленоида больших 40 000 гаусс, не играет уже никакой роли, ибо тогда поле вне соленоида достаточно велико, чтобы довести сталь до насыщения.

Этот соленоид выдерживает пока с успехом 329 000 гаусс, — наибольшее поле, до которого практически пока доходит П. Л. Капица в своих исследованиях.

Физические явления в сильных магнитных полях.

Сейчас еще рано говорить о результатах исследований П. Л. Капицы, ибо они едва лишь начались. Надо заметить, что кратковременность существования сильных полей требует совершенно особой методики эксперимента, отличной от общепринятой. И эта методика пока лишь в стадии разработки. Прежде всего П. Л. Капица попытался измерить эффект Зеемана при этих полях в спектрах различных веществ. Оказалось, что удается наблюдать явление Пащенко-Бака в тех спектрах, где его до сих пор, ввиду слабости наших обычных полей, наблюдать не удавалось. Самое расщепление было так велико, что его можно было исследовать простым спектроскопом.

Недавно П. Л. Капица опубликовал исследование влияния магнитного поля на электропроводность висмута. Оказалось, что в столь сильных полях самая форма зависимости

изменения сопротивления от величины поля меняется; вместо открытого когда-то Гольдгаммером квадратичного закона, имеющего место в слабых полях, обнаруживается линейный закон. Ко всем этим вопросам мы еще как-нибудь вернемся.

Уже опубликованные работы П. Л. Капицы во всяком случае показывают, что область сильных магнитных полей, как и области низких температур, высоких давлений и высоких напряжений, есть область не только количественно, но и качественно новых явлений: в этом их главный интерес.

ЛИТЕРАТУРА.

- П. Л. Капица (P. Kapitza). Proceedings of the Royal Society, *1*, 105, 691, 1924; *106*, 602, 1924; *109*, 227, 1925; *115*, 658, 1927.
Уолл (Wall). Applied Magnetism, 1926.
-

МЕТРИКА ЦВЕТА.

Теория и техника колориметрии.

Н. Т. Федоров, Москва.

§ 1. Основы всего стройного здания современного измерительного учения о цветах были заложены еще Ньютоном¹, укреплены и расширены Максвеллом² в его классических мемуарах о смешении цветов, первый из которых появился в 1855 г.

Дальнейшее развитие этой науки через классические исследования Гельмгольца³, Кенига и Дитеричи⁴, Фр. Экснера⁵, Айвса⁶ и др. приводит к четырем замечательным мемуарам Э. Шрёдингера⁷, впервые с чрезвычайной ясностью показавшего, что законы смешения цветов могут быть установлены совершенно независимо от вопроса о яркости различных цветов, образуя вполне замкнутый в себе комплекс фактов, названный им

¹ Ньютон. Оптика (1704 г.) Русск. пер. проф. С. И. Вавилова, стр. 107 и сл. Изд. Гиз, 1927.

² Maxwell. *Scient. Papers*, 1890.

³ Helmholtz *Hand. d. Physiol. Opt.* (2-е изд.) 1896.

⁴ König und Dieterici. *ZS. f. Psych. und Physiol. d. Sinnesorgane* 4, S. 241, 1892.

⁵ F. Exner. Ряд сообщений в „*Berichte d. Wiener Akad.*“ с 1902 по 1922 год.

⁶ Ives. *Jour. of the Frankl. Inst.* 195, 25, 1923.

⁷ E. Schrödinger. *Ann. d. Phys.* 63. 397, 427, 481 и 63, 603, 1920. См. также Müller-Pouillet. *Lehrb. d. Ph.* II том.

низшею метрикой цвета, в противоположность высшей метрике цвета, обнимающей вопросы о гетерохромной фотомерии, о чувствительности глаза к изменению цветности и т. п.

К работам Шрёдингера самым тесным образом прилегают исследования Гилда и Рёша, которые построили очень простые и остроумные приборы для колориметрического анализа цветов прозрачных и непрозрачных тел.

Учение о цветах можно излагать или как главу физиологии и биологической физики¹, или как главу измерительной физики. В нашем обзоре мы будем излагать его именно с этой последней точки зрения, совершенно не касаясь вопроса о сущности нашего цветного зрения и о физиологических процессах, лежащих в основе излагаемых нами фактов.

В отличие от других областей измерительной физики, где мы имеем всегда дело лишь с пространственно-временными совпадениями (стрелки, зайчика, вершины ртутного столбика с тем или иным делением шкалы, изображения креста нитей с изображением той или иной звезды и т. п.) или, наконец, с временным совпадением двух подобных пространственных совпадений и т. п., в каждом измерении цвета мы имеем кроме установок этого рода еще по крайней мере одну установку совершенно особого рода. В простейшем случае эта установка состоит в том, что два смежные цветовые поля при некотором определенном значении того или иного переменного параметра аппаратуры (угол поворота николя, величина диафрагмы, положение коллиматора и т. п.) делаются для нас в отношении их цвета неразличимыми,— в том, следовательно, что мы констатируем совпадение по цвету с одним из совпадений первого рода. В других случаях, как, например, при изуче-

¹ Хорошие обзоры всего сделанного в этом направлении даны в книгах: Parson. An Introduction to the Study of Colour Vision (1924) и L. Troland. The Present Status of Visual Science (1922). Количественная физико-химическая теория зрительных ощущений развита акад. П. П. Лазаревым в ряде его работ, изложенных в книге его „Theorie ionique de l'excitation des tissus vivants“ (Paris, 1928).

нии нашей способности к различению цветности, мы наоборот исходим из положения полного равенства, изменяя один из физических параметров до тех пор, пока не получим едва заметного различия полей. Далее, в некоторых методах гетерохромной фотометрии, например, мы имеем дело с установкой не на равенство полей, но на их наибольшее сходство, и, наконец, возможна еще установка на наибольшее различие, наибольший контраст. Этими четырьмя видами установок и исчерпываются все возможные случаи.

Результаты измерений первого рода подчиняются чрезвычайно простым закономерностям, установленным формально еще Грассманом, причем систему этих закономерностей — обычные законы смешения цветов — Шрёдингер и называет низшей метрикой цвета, в отличие от гораздо более сложных и гораздо менее изученных законов высшей метрики цвета, которая занимается результатами измерений остальных родов.

Низшей метрике цвета, с которой мы постоянно имеем дело в колориметрической практике, и будет посвящена наша первая статья.

§ 2. Мы знаем, что видимый свет состоит из всевозможных смесей лучей, длины волн которых лежат в пределах приблизительно от 400 до 750 *mμ*. Многообразие возможных смесей, составленных из этих простых лучей, бесконечно велико, так как ведь каждый род лучей, взятый в любой интенсивности, может быть смешан со всеми другими, каждый из которых в свою очередь может быть взят какой угодно интенсивности. С другой стороны, опыт учит нас, что ряд известных нам цветовых тонов исчерпывается рядом спектральных цветов, если к нему прибавить еще смеси, составленные из крайних цветов спектра (красного и фиолетового), образующие ряд так называемых пурпуровых тонов. Все известные нам цвета, как бы сложно с физической точки зрения они ни были составлены, мы можем получать, смешивая в той или иной пропорции некоторый спектральный (или пурпуровый) цвет с белым и варьируя интенсивность полученной смеси („установка на равенство“).

Этот спектральный (или пурпуровый) цвет называют тоном нашего цвета, причем в зависимости от количества прибавленного белого говорят о большей или меньшей „насыщенности“ или „чистоте“ цвета.

Для количественного определения цветового тона, чистоты и относительной яркости любого цвета американским физиком Неттингом¹ сконструирован особый прибор, названный им монохроматическим колориметром. Схема этого прибора чрезвычайно проста. Он представляет собою (рис. 1) спектроскоп с коллиматором *A*, призмой *P*

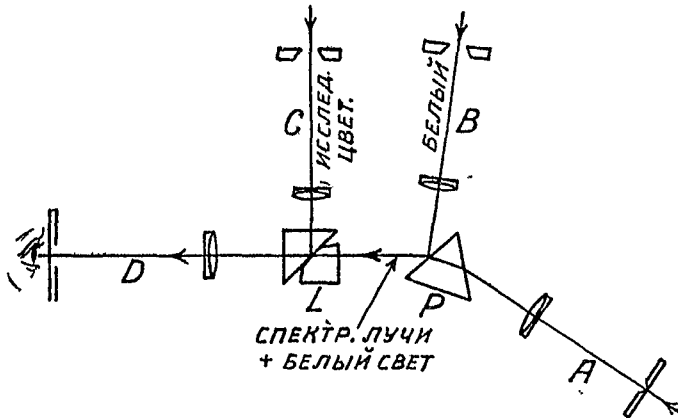


Рис. 1.

и телескопом *D*, окуляр которого удален и заменен щелью. Если удалить кубик Луммер-Бродхуна, то глаз, помещенный у щели, увидит призму *P*, освещенную монохроматическим светом.

Пучок лучей белого света вводится посредством коллиматора *B*, причем лучи эти отражаются от поверхности призмы и присоединяются к спектральным. Анализируемый свет попадает через третий коллиматор на кубик Луммер-Бродхуна и отражается им в глаз наблюдателя. Наблюдатель видит таким образом среднюю часть кубика, освещенную смесью спектральных лучей + белый, а периферию, освещенную исследуемым светом. Меняя длину волны, колли-

¹ Nutting. Bull. Bur. of Stand. 9. 1913.

чество белого, прибавляемое к спектральным лучам, и увеличивая или уменьшая яркость смеси, можно получить в поле зрения цвет, тождественный с анализируемым образцом и определить отсюда соответствующие ему тон (λ), чистоту и относительную яркость ¹.

На рис. 2 дана действительная схема этого прибора в том виде, как он выпущен в продажу фирмой А. Хильгера ².

Более очевидно, что так как спектральные цвета вместе с пурпуровыми образуют некоторую замкнутую одномер-

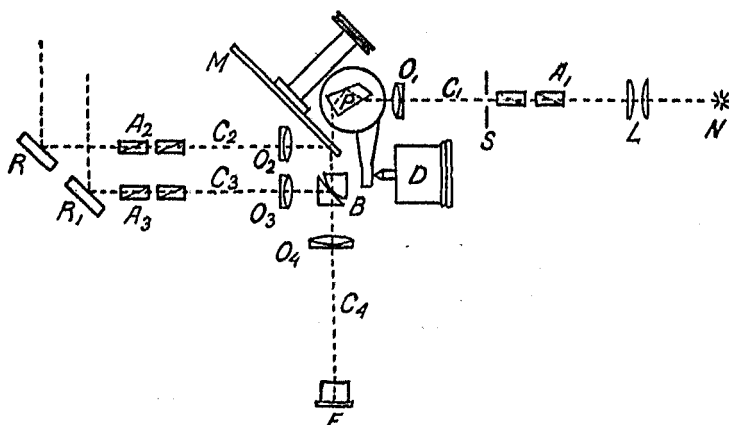


Рис. 2.

ную последовательность, они вместе с их ненасыщенными, бледными оттенками образуют некоторое двухмерное многообразие, которое можно сравнить с точками некоторой плоскости, хотя бы круга, в центре которого лежит белый цвет. Если же мы прибавим к этому еще то, что мы можем как угодно менять интенсивность каждого (и насыщенного и бледного) цвета, то очевидно, что совокупность всех цветов образует некоторое трехмерное многообразие, сравнимое с точками некоторого тела, например конуса, вершина которого соответствует

¹ Подробности о методах определения относительной яркости будут даны во второй статье, посвященной высшей метрике цвета.

² Аналогичный прибор сконструирован недавно проф. В. В. Шулейкиным.

объективной темноте, в то время как каждая образующая представляет некоторый спектральный (или пурпуровый) цвет во всевозможных степенях его интенсивности, а каждый полулуч, идущий из вершины внутрь конуса, соответствует различным степеням интенсивности некоторого более или менее бледного оттенка того или иного насыщенного цвета (ось такого конуса представила бы белый ахроматический цвет, интенсивность которого возрастала бы по мере удаления от вершины).

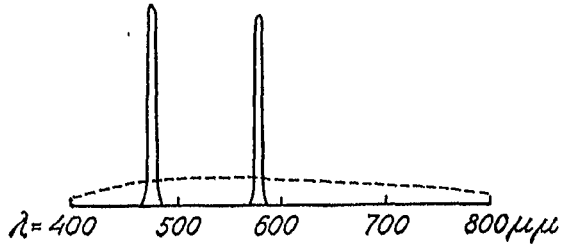


Рис. 3.

После всего вышесказанного для нас будет понятно и такое определение цвета (по Шрёдингеру): лучистая энергия, попадающая в наш глаз и вызывающая то или иное ощущение цвета является некоторой функцией от длины волны. Все эти функции $f(\lambda)$ можно разделить на большие группы таким образом, чтобы лучистая энергия, принадлежащая к одной

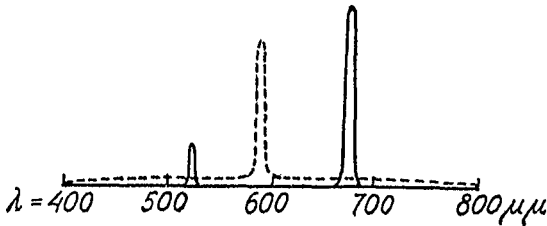


Рис. 4.

из таких групп, попадая на сетчатку нашего глаза (в *fovea centralis*), вызывала одно и то же цветное ощущение.

Примеры:

1) Белый солнечный свет и белый, полученный от смешения двух дополнительных цветов (рис. 3).

2) Свет зеленой линии талия + свет красной литиевой линии и свет желтой натровой линии + немного белого (рис. 4). Каждую такую группу $f(\lambda)$ мы будем называть цветом. Слово „смешение“ или „сложение“ в приложении к лучистой энергии обозначает просто суперпозицию нескольких пучков лучей. Обозначая волновую функцию одного из таких пучков через $f(\lambda)$, а другого через $\varphi(\lambda)$, мы можем

обозначить их сумму или смесь так: $f(\lambda) + \varphi(\lambda)$. Основным эмпирическим фактом, лежащим в основе всего дальнейшего, является возможность говорить также и о смешении или сложении цветов. А priori казалось бы, что в этом случае операция сложения не может быть однозначной, так как, как указывалось выше, один и тот же цвет может быть составлен самым различным образом. Опыт показывает, однако, что этого на самом деле нет, и что для определения цвета смеси имеет значение лишь цвет компонентов, что выражено Грассманом в виде следующего положения: „Одинаково выглядящие цвета дают при смешении одинаково выглядящие смеси“ (третий закон Грассмана). Этот опытный факт — и только он — позволяет нам строить колориметрию, совершенно не обращая внимания на физический состав света, вызывающего данное цветовое ощущение. В качестве символов для обозначения цвета мы будем пользоваться большими латинскими буквами, а в качестве символа для обозначения смешения цветов знаком $+$ ($A + B$; $A + B + C + D$ и т. д.).

Для обозначения того, что два цвета выглядят одинаково, мы будем употреблять знак $=$. Если какой-нибудь цвет L можно получить также смешивая цвета A и B , мы можем написать символически:

$$L = A + B$$

(например, третий закон Грассмана можно записать так: если $A = A_1$ и $B = B_1$, то и $A + B = A_1 + B_1$).

Аналогично мы можем определить и „вычитание“¹, и „умножение“ на некоторое число, и „деление“ цвета, причем возможность умножения на любое положительное число заключается уже во втором законе Грассмана, который Шредингер формулирует следующим образом; „Если свет (лучистая энергия, действующая на наш глаз) изменяется непрерывно, то и цвет его изменяется также“. Опыт далее учит нас, что для человека, обладающего нормальным цвет-

¹ Есть один случай, когда „вычитание“ невозможно. Если S_{λ_1} и S_{λ_2} два насыщенные спектральные цвета, то равенство $S_{\lambda_1} + X = S_{\lambda_2}$ и вытекающее из него; $S_{\lambda_1} = S_{\lambda_2} - X$ очевидно невозможно.

ным зрением, многообразие всех цветов есть многообразие трех измерений, т. е. что можно найти три линейно независимых цвета, но что четыре цвета всегда будут связаны между собою. Если A , B и C три таких линейно независимых цвета, а F какой-либо четвертый, то мы можем написать:

$$\alpha A + \beta B + \gamma C + \xi F = 0,$$

откуда

$$F = x_1 A + x_2 B + x_3 C.$$

Все перечисленные здесь свойства цвета совпадают формально с теми аксиомами, которые лежат в основе аффинной геометрии пучка векторов, выходящих из некоторой точки. Многообразие цветов или иначе цветовое пространство является, следовательно, некоторым трехмерным образом, имеющим — с точки зрения установок первого рода — аффинную структуру (в высшей метрике цвета, имеющей дело с установками на наибольшее сходство или едва заметное различие, — цветовое пространство имеет уже своеобразную метрическую структуру).

Из экспериментальных работ в этой области мы назовем прежде всего исследования Максвелла¹, который, выбрав за основные цвета спектральный красный с длиной волны 630 μ , зеленый — 528 μ и синий — 457 μ , показал, что действительно все остальные цвета являются линейными функциями этих основных. При этом оказалось однако, что возможность получать все цвета, смешивая три основных, справедлива лишь с известными ограничениями. Так, например, хотя из трех цветов, взятых Максвеллом, и можно получить все спектральные тона, насыщенность их будет меньше, чем в спектре. Желтый, например, получаемый смешением красного и зеленого, всегда оказывается менее насыщенным, чем в спектре. Прибавление к смеси третьего цвета — синего — лишь ухудшило бы дело, уменьшив еще больше насыщенность. То же относится и к смесям промежуточным между зеленым и синим: они получаются белесоватыми по сравнению со спектральными и прибли-

¹ Maxwell, loc. cit.

жаются к белому еще больше, при прибавлении красного. Для того чтобы получить полное тождество по цвету смеси двух основных цветов (например красного и зеленого) — составить так называемое цветовое уравнение — с каким-либо промежуточным спектральным (желтым в нашем примере) необходимо к этому промежуточному цвету прибавить некоторое количество третьего основного цвета.

Символически это можно записать так:

$$I' + x_3 B' = x_1 R' + x_2 G'$$

где R' , G' и B' — три основных цвета, а I' — некоторый подлежащий определению четвертый цвет, знак же равенства указывает на тождество цвета обеих смесей. В этом „цветовом уравнении“ x_1 , x_2 , — x_3 называются координатами цвета I' по отношению к основным цветам R' , G' и B' . Следует подчеркнуть, что отрицательную координату могут иметь лишь насыщенные спектральные цвета, в то время как смеси их с белым (огромное большинство цветов тел) характеризуются тремя положительными числами.

Далее из второго закона Грассмана следует, что при смешении двух любых пучков лучей соответствующие координаты их складываются — красная с красной, зеленая с зеленой, синяя с синей. Эти координаты, следовательно, характеризуют не только цвет должного света, взятого отдельно, но и его влияние в качестве составной части некоторой смеси. Поэтому, „проградуировав“ спектр раз навсегда, т. е. определив для всех спектральных цветов их координаты, мы сможем заранее предсказать цвет любой, сколь угодно сложной смеси световых лучей, зная лишь ее физический состав и определив ее цветовые координаты суммированием или графическим интегрированием, как это будет показано ниже.

После Максвелла „градуировка“ спектра со значительно большей точностью была произведена Кёнигом и Дитеричи, которые прежде всего учли нецелесообразность стрем-

ления получить любой спектральный цвет, смешивая в разных пропорциях три основных, так как опыт показывает, что при смешении двух цветов, лежащих в спектре далеко друг от друга (например, красного и зеленого), результат содержит всегда значительное количество белого, затрудняющее и делающее неточным, вследствие малой чувствительности нашего глаза к различиям в цвете таких бледных цветов, установку на равенство полей зрения. Метод их сводится поэтому к следующему.

Представим себе, что нам дано n точек спектра, для которых нужно найти координаты I' , G' и B' (как у Максвелла) или I'' , G'' и V'' (как брали Кёниг и Дитеричи). Для этого вовсе не является необходимым составление

уравнений, связывающих $(n-3)$ из данных нам спектральных цветов с тремя, принятыми нами за основные. Совершенно достаточно составить $(n-3)$ уравнения, связывающие между собой различные спектральные цвета по 4, причем эти 4 цвета следует выбирать

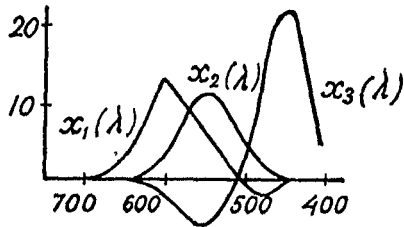


Рис. 5.

так, чтобы точность измерений была наибольшей. Так, например, выбирают три недалеко друг от друга лежащих спектральных цвета и для того, чтобы получить тождество цвета смеси двух крайних из них цвету среднего, к последнему прибавляют небольшое количество цвета ему дополнительного или близкого к таковому, вследствие чего этот третий цвет делается несколько менее насыщенным и может быть приравнен смеси двух первых. Из этих $(n-3)$ уравнений можно затем вычислением найти искомые координаты I'' , G'' и V'' всех $(n-3)$ цветов спектра. Если за основные цвета выбрать крайний красный, крайний фиолетовый и спектральный зеленый ($\lambda=505 \mu\mu$), то результаты измерений Кёнига и Дитеричи можно изобразить графически, откладывая по оси абсцисс длины волн, а по оси ординат x_1 , x_2 и x_3 (рис. 5). Исходя из этих кривых, мы сможем уже более точно построить и цветовое тело. Мы берем для этого три любых, исхо-

дящих из некоторой точки вектора R' , G' и V' и совершенно произвольно полагаем, что они соответствуют некоторым „единичным квантам“ трех выбранных нами за основные цвета: красного, зеленого и фиолетового (рис. 6). Любому другому цвету будет тогда соответствовать вектор, являющийся суммой

$$x_1 R' + x_2 G' + x_3 V',$$

причем один из коэффициентов может быть отрицательным. Каждый цвет будет, следовательно, однозначно определять-

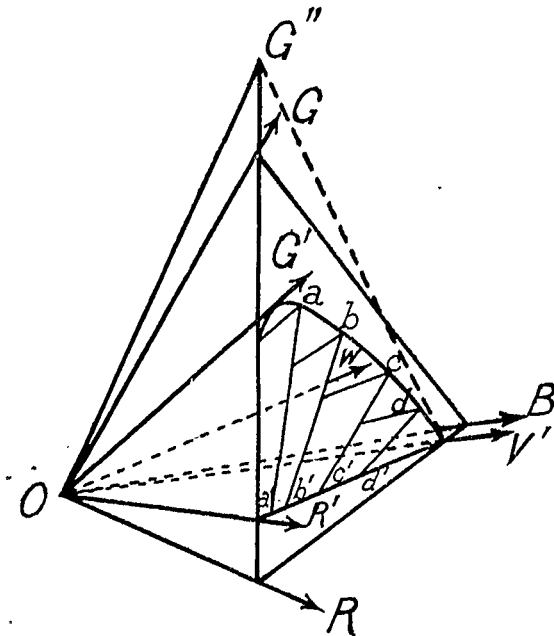


Рис. 6.

ся соответствующим ему вектором, или просто точкою пространства, соответствующей острию этого вектора. Приблизительное представление о виде такого цветового тела можно получить из рис. 6, на котором для большей наглядности дано также сечение этого тела плоскостью, отсекающей равные отрезки трех основных векторов. Образующие конуса, проходящие через кри-

вую $R'G'V'$, соответствуют спектральным цветам; векторы, лежащие в плоскости $OR'V'$ — пурпуровым смесям, вектор OW — белому. Из этого же рисунка мы видим, что вектор, соответствующий смеси двух любых цветов, компланарен с векторами этих цветов. Его пересечение с плоскостью $R'G'V'$ лежит поэтому на линии, соединяющей в этой плоскости точки пересечения с нею векторов слагаемых цветов и притом всегда между ними. Между белым и одним из на-

сыщенных цветов поверхности конуса лежат, следовательно, бледные ненасыщенные оттенки последнего. При смешении попарно основных цветов (R' с G' или G' с V') мы, вследствие вида кривой $R'G'V'$, будем получать не спектральные цвета в их полной насыщенности, но лишь эти ненасыщенные оттенки. Дополнительные цвета лежат в одной плоскости с вектором OP' , который должен при этом проходить между ними.

Для того чтобы избавиться от отрицательных коэффициентов в цветовых уравнениях вместо вектора OC^1 можно, как это и было сделано Кёнигом и Дитеричи, взять некоторый другой вектор G'' , лежащий вне цветового конуса и получаемый при пересечении плоскостей касательных

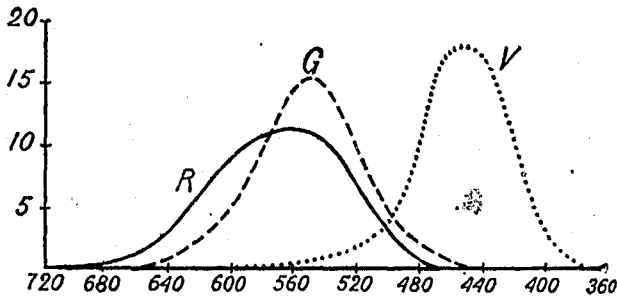


Рис. 7.

к крайним прямолинейным отрезкам кривой $R'G'V'$. Этот новый, лежащий вне цветового конуса, вектор будет очевидно соответствовать некоторому нереальному, более чем в спектре насыщенному зеленому цвету, представление о котором мы можем получить, утомив наш глаз красным и посмотрев затем на зеленую часть спектра. Переход от одной системы „основных“ векторов к другой совершается чисто формально без каких-либо новых измерений. В этой новой системе „основных“ векторов все коэффициенты x_1 , x_2 и x_3 будут всегда положительными, кривые же R' , G'' и V' примут такой вид (рис. 7). (При построении этих кривых Кёнигом и Дитеричи совершенно произвольно принято, что для белого цвета $R' = G' = V'$,

и поэтому площади, ограниченные этими кривыми и осью абсцисс, сделаны ими равными).

В этом выборе основных цветов есть разумеется известный произвол. Вместо векторов R' , G'' и V' можно взять три любые, которые не давали бы отрицательных значений x_1 , x_2 и x_3 , и Кёнигом и Дитеричи поэтому на основании изучения явлений цветной слепоты была сделана попытка найти такие три основных вектора, которые соответствовали бы некоторым реальным, физиологическим особенностям нашего глаза.

Известно, что среди цветнослепых наиболее часто встречаются так называемые красно-и зеленослепые или, по терминологии Криса, протанопы и дейтеранопы. И для тех и для других характерно то, что любой спектральный цвет, данный им, положим, на одном поле гельмгольцевского аппарата для смешения цветов, может быть для них совершенно точно воспроизведен на другом поле этого прибора при помощи смеси крайних лучей спектра: красных и сине-фиолетовых. Их мир цветов имеет, следовательно, лишь два измерения. Далее и для протанопа, и для дейтеранопа характерно присутствие в спектре некоторой узкой нейтральной зоны, которая кажется им ахроматической, серой, причем для протанопов точка эта лежит около 495 μ , а для дейтеранопов около 505 μ . Изучая количественно смешение ими спектральных лучей, можно было определить относительное количество красных и сине-фиолетовых лучей, необходимых для воспроизведения остальных цветов спектра. Каждому спектральному цвету, положим (рис. 6) „ b “, будет для них соответствовать некоторый цвет „ b' “ на линии $I'V'$. Проведя плоскости $Oa a_1$, $Ob b_1$ и т. д., мы увидим, что все они пересекутся для протанопа по некоторой линии OL . Этот вектор и будет, очевидно, соответствовать отсутствующему у протанопа красному цвету, так как прибавление его к векторам, характеризующим спектральные цвета, их не изменяет. Проделав такое же построение для дейтеранопа, мы получим вектор G , соответствующий отсутствующему у дейтеранопа зеленому цвету. Положение вектора B , соответствующего основному сине-фиолетовому цвету, которое

было бы можно определить из изучения случаев соответствующей цветовой слепоты, до сих пор определено еще недостаточно точно, и поэтому многие (например Американское оптическое о-во) предпочитают пользоваться основными цветами R' , G'' , V' , а не R , G и B .

Формально же все эти системы совершенно равноценны, так как получаются они одна из другой простыми математическими преобразованиями. Кривые Кёнига и Дитеричи (с поправками Айвса¹) для белого дневного света² в этих новых координатах изображены на рис. 8, численное же значение ординат через 10 $m\mu$ дано в таблице I (см. стр. 106).

Несмотря на то, что пространственное представление цветов является наиболее естественным, на практике пользуются более простым методом, локализуя все цвета в

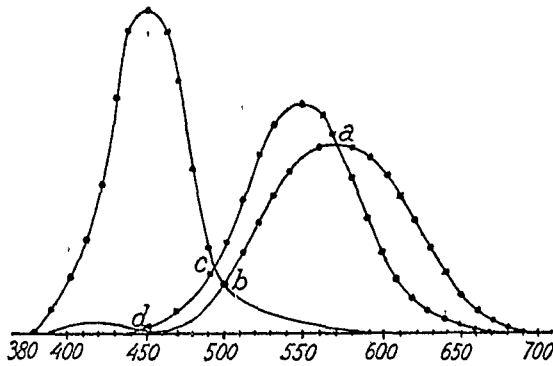


Рис. 8.

одной плоскости и вводя третье измерение цвета, его относительную яркость, при помощи некоторой эмпирической формулы, связывающей эту координату цвета с величинами R , G и B .

Подобное двухмерное изображение цветового многообразия мы получим, взяв какое-либо произвольное плоское сечение цветового тела, называемое обычно цветовым

¹ Ives. J. Frankl. Inst. Vol. 195, 1923 г. Эти сами по себе еще не очень точные кривые согласуются с экспериментом лучше, чем все остальные варианты. Новое определение этих кривых для целого ряда лиц является более чем желательным.

² Кривые R , G и B для любого другого источника света мы получим, разделив ординаты этих кривых на ординаты кривой распределения энергии в спектре дневного света и помножив частное на соответствующие ординаты кривой распределения энергии в спектре другого источника.

ТАБЛИЦА I.

λ	x_1	x_2	x_3
380	0,0000	—	0,0000
390	0,0029	—	0,0485
400	0,0073	—	0,127
410	0,0118	—	0,230
420	0,0144	—	0,365
430	0,0117	0,0000	0,588
440	0,0065	0,0039	0,763
450	0,0000	0,0147	0,803
460	0,0009	0,0319	0,756
470	0,009	0,0598	0,630
480	0,0203	0,100	0,421
490	0,0575	0,154	0,217
500	0,117	0,231	0,117
510	0,192	0,331	0,0778
520	0,268	0,412	0,0521
530	0,337	0,518	0,0361
540	0,396	0,561	0,0282
550	0,440	0,576	0,0216
560	0,466	0,555	0,0168
570	0,472	0,496	0,0138
580	0,464	0,396	0,0105
590	0,440	0,288	0,0051
600	0,399	0,199	0,0021
610	0,349	0,133	0,0009
620	0,283	0,0921	0,0005
630	0,212	0,0551	0,0002
640	0,150	0,0331	0,0000
650	0,0934	0,0180	—
660	0,0561	0,0097	—
670	0,0330	0,0052	—
680	0,0140	0,0022	—
690	0,0090	0,0013	—
700	0,0018	0,0007	—

треугольником (треугольник *RGB* рис. 6). Все цвета, которые при пространственном изображении лежат на одном полулуче, проходящем через точку *O*, т. е. все возможные ступени интенсивности некоторого определенного цвета, мы локализуем в одной точке цветового треугольника, через которую проходит этот полулуч. Все цвета, обладающие одинаковым тоном цвета и одинаковой насыщенностью, будут, следовательно, характеризоваться некоторым, вполне определенным отношением их координат. Эти

Координаты можно поэтому рассматривать геометрически, как проективные (трилинейные) однородные координаты на плоскости. Как известно, плоская трилинейная система координат состоит из некоторого координатного треугольника и „единичной точки“, причем как то, так и другое выбираются произвольно. В учении о цветах обычно со времен Максвелла за „единичную точку“ выбирают центр тяжести треугольника, и, кроме того, сам треугольник берут равно-сторонним. Этот специальный выбор координатного треугольника влечет за собою то, что точка, соответствующая белому цвету (единичная точка), является одновременно центром тяжести и геометрическим центром координатного треугольника. Вследствие выбора за единичную точку центра тяжести положение в треугольнике какого-либо цвета с координатами x_1, x_2 и x_3 совпадает с центром тяжести координатного треугольника, в углах которого помещены грузы x_1, x_2 и x_3 .

Отсюда вытекает очень простой прием нахождения места данного цвета в цветовом треугольнике.

Совмещают хотя бы точку R с нулем прямоугольной системы координат $\xi\eta$, направляя при этом ось ξ по RB . Тогда для определения положения цвета (x_1, x_2, x_3) мы должны найти координаты ξ и η центра тяжести системы масс x_1, x_2, x_3 , приложенных в точках R, G и B . Если сторона треугольника будет равна l , то эти координаты определяются по формулам:

$$\xi = \frac{1}{2} l \cdot \frac{x_2 + 2x_3}{x_1 + x_2 + x_3} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{1}{2} l \frac{x_1 \sqrt{3}}{x_1 + x_2 + x_3}.$$

Положение спектральных цветов в таком цветовом треугольнике изображено на рис. 9, причем значения x_1, x_2 и x_3

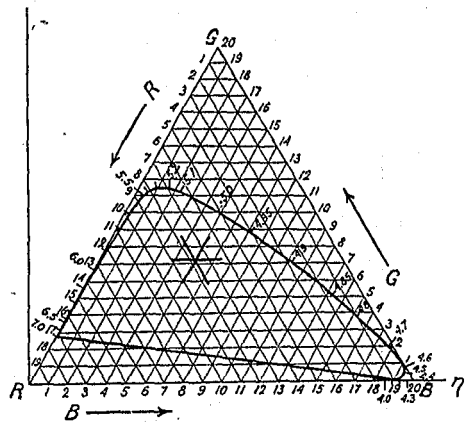


Рис. 9.

взяты из кривых Кенига-Айвса. На этом же треугольнике нанесена сетка трилинейных координат, позволяющих определять x_1 , x_2 и x_3 и без посредства декартовых координат ξ и η (для этого нужно лишь x_1 , x_2 и x_3 выразить в таких единицах, чтобы $x_1 + x_2 + x_3 = 1$. Тогда, откладывая R по стороне GR в направлении, указанном стрелкой, G по стороне BG и B по стороне RB и проводя линии, параллельные соответственно сторонам треугольника GB , RB и GR , мы найдем искомый цвет на пересечении этих линий).

Точка, определяемая на рисунке пересечением трех жирных линий, имеет координаты: $R=7,67$, $G=7,29$ и $B=5,03$.

§ 3. Задачу практической колориметрии является нахождение места любого данного нам цвета в многообразии других цветов. На практике мы имеем дело обычно с цветами различных тел (ткани, бумаги, стекла, растворы и т. п.), спектры которых содержат лучи всевозможных длин волн, но в иных, по сравнению с белым светом,

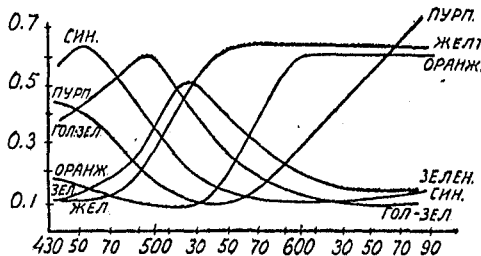


Рис. 10.

пропорциях, как это видно, например, из рис. 10, где даны спектры отражения для ряда нормированных цветов оствальдовского атласа, измеренные Кольраушем в Вене, причем по оси ординат

отложены значения $\frac{I}{I_0}$. Если мы знаем спектр какого-либо

тела, и не имеем под рукою никаких колориметрических приборов из тех, что будут описаны ниже, то координаты x_1 , x_2 , x_3 мы сможем найти следующим образом. Обозначив $\frac{I}{I_0}$ через $\rho(\lambda)$, мы получим координаты нашего цвета, вычислив три таких интеграла:

$$x'_j = \int x_1(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda; \quad x''_j = \int x_2(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda \text{ и}$$

$$x'''_j = \int x_3(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda.$$

Нахождение этих интегралов, для чего нужно составить произведения $x_1(\lambda)\rho(\lambda)$, $x_2(\lambda)\rho(\lambda)$ и $x_3(\lambda)\rho(\lambda)$ по всему спектру и проинтегрировать (взвешиванием, при помощи планиметра, по формуле Симпсона, или просто суммированием ординат через каждые 10 $\mu\mu$), отнимает немало времени и может быть значительно упрощено при помощи следующего, предложенного проф. Р. Лютером¹ приема.

Составив раз навсегда таблицы значений интегралов:

$$\int_{700}^{\lambda} x_1(\lambda) d\lambda; \quad \int_{700}^{\lambda} x_2(\lambda) d\lambda \quad \text{и} \quad \int_{700}^{\lambda} x_3(\lambda) d\lambda$$

для всего видимого спектра через каждые 10 $\mu\mu$, мы деформируем ось абсцисс, нанося длины волн не равномерно, но на расстояниях от начала координат (700 $\mu\mu$), пропорциональных написанным интегралам, как это показано на рис. 11.

Если мы в этих координатных сетках нанесем кривую $\rho(\lambda)$, то площади полученных кривых будут пропорциональны соответственно x_1 , x_2 и x_3 (на рис. 11 вверху дан спектр изумруда по Ф. Экснеру и этот же спектр, деформированный по Лютеру. Штрихами очерчены площади, равные ограниченному осью абсцисс и непрерывными кривыми).

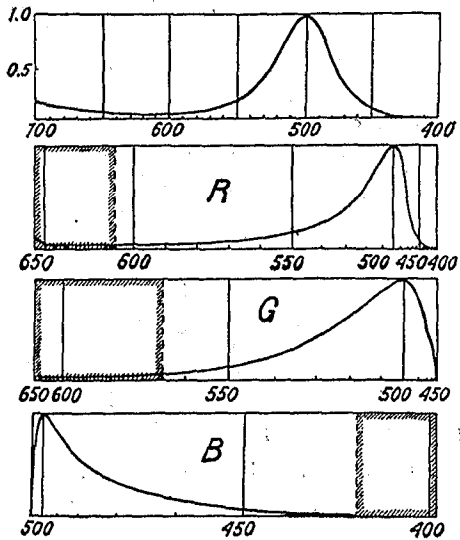


Рис. 11.

Однако и этот метод для практики оказывается все же слишком сложным, требуя для каждого образца знания его спектра. Гораздо быстрее приводят к цели методы колориметрические, основанные на приравнивании цвета данного образца смеси нескольких цветов раз навсегда прока-

¹ R. Luther. ZS. für techn. Physik, № 12, стр. 540, 1927

либрированных эталонов. Самый простой из этих методов представляет собой видоизменение метода Максвелла¹ и требует лишь небольшого моторчика и трех кружков: красного, зеленого и сине-фиолетового цвета (Максвелл окрашивал красный кружок киноварью, зеленый — изумрудной зеленью и синий — ультрамарином. Можно разумеется брать любые краски соответствующих цветов).

Кружки эти должны быть тщательно прокалиброваны, т. е. для каждого из них должна быть промерена отражательная способность, а затем вычислены:

$$x_{j1}', x_{j1}'', x_{j1}'''; x_{j2}', x_{j2}'', x_{j2}''' \text{ и } x_{j3}', x_{j3}'', x_{j3}'''.$$

Образец, цвет которого мы хотим проанализировать, наклеивается на небольшой картонный кружок, который также разрезается по радиусу. Кружки эти насаживаются на общую ось моторчика так, как это показано на рис. 12, причем для получения при вращении полного тождества цветов большого и малого кружков необходимо бывает иногда прибавить по сектору белого и черного цвета или оба к малому или черный к большому.

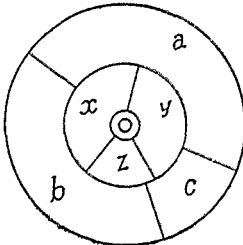


Рис. 12.

Относительную величину секторов трех эталонов, испытываемого кружка и кружков белого и черного мы изменяем до тех пор, пока при вращении цвет снаружи и внутри не будет совершенно одинаковым. Пусть это будет, если взять a° красного цвета, b° — зеленого, c° — синего, d° — анализируемого цвета, y° — белого и z° — черного, в малом кружке. Мы можем тогда написать, что наш анализируемый цвет плюс некоторое количество ахроматического будет содержать:

$$\begin{aligned} dx_j' + yx_w &= ax_{j1}' + bx_{j1}'' + cx_{j1}'''; \\ dx_j'' + yx_w &= ax_{j2}' + bx_{j2}'' + cx_{j2}'''; \\ dx_j''' + yx_w &= ax_{j3}' + bx_{j3}'' + cx_{j3}''', \end{aligned}$$

¹ П. Т. Федоров, Изв. Текст. Пром. № 13-14, 1927 г.

после чего можем определить и положение цвета в цветовом треугольнике. Вместо прибавления белого мы можем, на основании сказанного выше, составить большой кружок из двух эталонов, третий же прибавить к анализируемому малому кружку.

Гораздо более точные результаты можно получить при помощи одного из колориметров английского физика Гилда или при помощи очень простого и остроумного прибора З. Рёша.

В колориметре, названном Гилдом трехцветным, мы приравниваем данный нам цвет оптической смеси трех основных цветов (красного, зеленого и синего), к которой можно прибавлять также, если нужно, то или иное количество белого. Схема этого прибора Гилда дана на рис. 13.

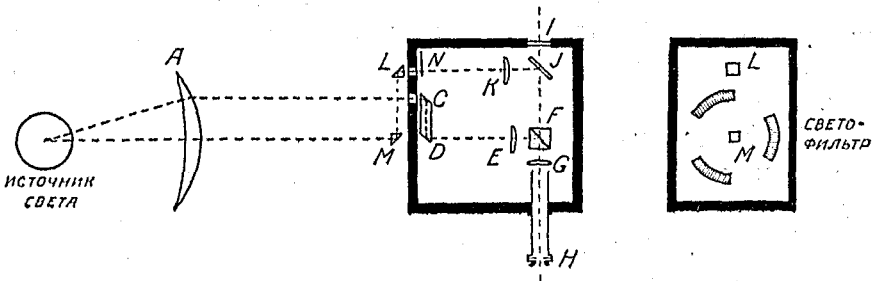


Рис. 13.

Параллельный пучок лучей от лампы, изображенной слева, падает на левую стенку ящика, содержащую три секторообразных отверстия, каждое около 59° . Эти отверстия могут закрываться красным, зеленым и синим желатиновыми светофильтрами. С внутренней стороны этой стенки находится призма CD , которая при помощи моторчика может быстро вращаться перед стенкой вокруг оси, проходящей через D . Во время вращения отражающая поверхность C движется перед отверстиями, проходящий через них свет отражается в C и D и идет по направлению D . Свет этот, пройдя через линзу, попадает на кубик Луммер Бродхуна и, после полного внутреннего отражения, в глаз наблюдателя, смотрящего через установленную на бесконечность зрительную трубу. При достаточно быстром вращении призмы CD фотометрическое поле кажется окрашенным в однородный цвет;

соответствующий смеси цветов трех секторов. Выбрав, с одной стороны, надлежащим образом светофильтры и изменяя при помощи подвижных заслонок величины секторов, можно получить любой цвет. Лучи от анализируемого цветного предмета, пройдя через линзу L и попав на кубик Луммер-Бродхупа, освещают другую часть поля зрения.

Упомянутое выше уменьшение насыщенности исследуемого цвета может быть произведено следующим образом.

При помощи призмочек с полным внутренним отражением L и M и пластинки зеркального стекла, поставленной под углом в 45° , белый свет от лампы применяется к исследуемому световому пучку. Интенсивность этого применяемого света может изменяться измеримым образом при помощи кругообразного серого клина N . Можно также вместо примеси белого света применять к анализируемому цвету цвет, соответствующий одному из трех основных светофильтров, причем соответствующий светофильтр помещается тогда за M . Что же касается выбора светофильтров, то в этом отношении имеется широкий произвол. Необходимо лишь чтобы цвет одного из них не мог быть составлен из цветов двух других. Для практики удобны светофильтры фирмы *Wratten*, цвет которых соответствует длинам волн в 630 м.м. , 537 м.м. и 450 м.м. . Само собою разумеется, что для светофильтров заранее должны быть определены величины: x_{r1}' , x_{r1}'' , x_{r1}''' ; x_{f2}' , x_{f2}'' , x_{f2}''' и x_{f3}' , x_{f3}'' , x_{f3}''' . (Трехцветный колориметр Гилда в настоящее время выпущен в продажу фирмой А. Хильгер).

Другой колориметр, сконструированный тем же Гилдом и названный им „векторным“, основан на совершенно ином принципе. Мы видели выше (стр. 106), что все спектральные цвета располагаются в цветном треугольнике по некоторой кривой линии KGV' . Если нам дан какой-нибудь цвет C , лежащий внутри цветового треугольника (рис. 14), то мы можем соединить его прямыми с двумя точками, лежащими около концов кривой спектральных цветов, положим с точками, которым соответствуют длины волн $\lambda = 670 \text{ м.м.}$ и $\lambda = 470 \text{ м.м.}$ Проложив эти прямые за точку C , мы найдем их два другие пересечения с кривой спектральных цветов, в двух других,

соответствующих, положим, длинам волн в 496 и 586 $\mu\mu$ точках.

Если нам заранее не было известно положение цвета в цветовом треугольнике, то оно найдется, когда мы определим такие два спектральных луча (586 $m\mu$ и 496 $m\mu$), которые, будучи смешаны соответственно с 470 и 670 $m\mu$, дадут нам наш цвет C . Этот искомый цвет будет тогда лежать в цветовом треугольнике на пересечении линий, соединяющих точки 470 $m\mu$ — 586 и 670 $m\mu$ — 496 $m\mu$. Для практического применения этого метода Гилдом построен прибор, схема которого сводится к следующему (рис. 15). Спектроскоп имеет два коллиматора C_1 и C_2 ; перед щелями их помещено по серому клину W_1 и W_2 . Источником света служит точечная

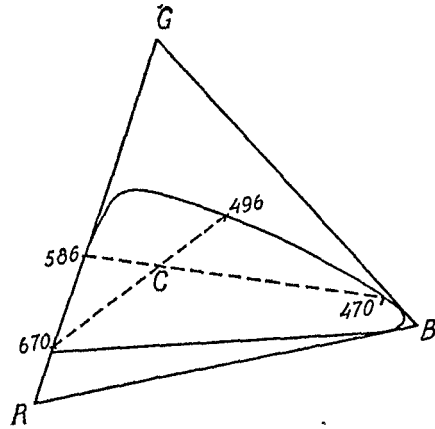


Рис. 14.

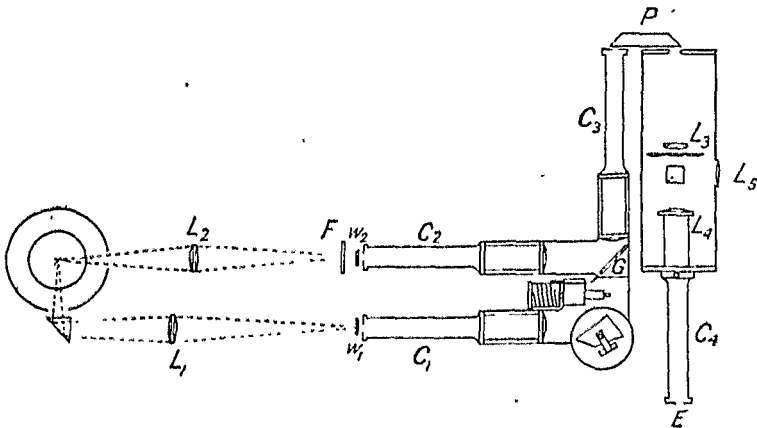


Рис. 15.

лампа, освещающая обе щели. Перед C_2 помещается или красный или синий светофильтр F . Сначала ставят, положим, красный. Красный свет отражается плоскопараллельной

пластинкой G в зрительную трубу спектрального аппарата и попадает, после двукратного отражения в призме P , в собственно фотометрическую часть прибора, изображенную на рис. справа. Кубик Луммер-Бродхуна освещается с одной стороны светом, поступающим от P , а с другой — через L_5 светом, цвет которого мы желаем проанализировать. C_4 — зрительная труба, через которую производятся наблюдения. Пока закрыт коллиматор C_1 оба поля призмы Луммер-Бродхуна будут вообще иметь различную окраску. Открыв же его, мы можем, поворачивая надлежащим образом призму, найти такую длину волны, при которой оба поля будут иметь одинаковый цвет. После этого красный светофильтр заменяют синим и снова находят нужную длину волны.

Определив заранее положение цветов обоих светофильтров в цветовом треугольнике, мы из этих двух опытов найдем положение в треугольнике и данного нам испытуемого цвета так, как было показано выше.

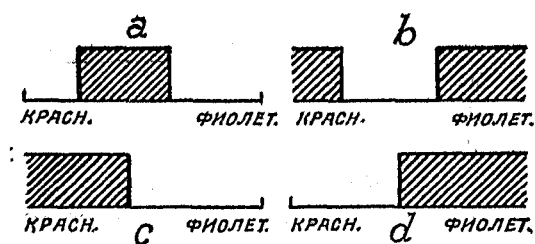


Рис. 16.

Совсем недавно (в 1928 г.) описан еще один очень простой и остроумный прибор, сконструированный Э. Рёшем¹⁾. В основу этого прибора положена идея о так называемых оптимальных пигментальных цветах, высказанная Э. Шрёдингером в 1920 г.²⁾ Эти оптимальные цвета обладают тем свойством, что при данном цветовом тоне и насыщенности они являются наиболее светлыми, при заданных же цветовом тоне и светлоте — наиболее насыщенными. Оптимальные цвета могут иметь спектр одного из четырех типов (рис. 16), т. е. иными словами:

1) отражательная или пропускная способность их может иметь значения от 0 или 1,

¹⁾ S. Rössch. Phys ZS. 29. S. 83—91, 1928.

²⁾ E. Schrödinger. Ann. d. Phys. 62 603—622, 1920.

2) она может иметь на протяжении всего спектра лишь два скачка (от 1 к 0 и от 0 к 1).

Если нам дан какой-нибудь цветной образец, то мы всегда можем найти две такие длины волны λ_1 и λ_2 , чтобы ограниченный ими отрезок спектра давал при смешении цвет тождественный с этим

образцом по тону и насыщенности. Так как, однако, оптимальные цвета являются предельным, недостижимым на практике, идеальным случаем, мы для получения тождества должны в той или иной степени ослабить интенсивность такого оптимального цвета, сделать ординаты его спектра равными не 0 и 1, но 0 и $a < 1$. Триада (λ_1, λ_2 и a) исчерпывающе характеризует любой цвет, причем $(1-a)$ по существу своему соответствует тому, что В. Ост-

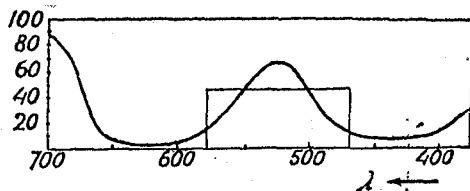


Рис. 17.

вальд называет „содержанием в цвете черного“. Рис. 17 изображает действительный спектр некоторой зеленой краски и его метамерную деформацию по Э. Шрёдингеру.

Прибор Рёша (изготавливаемый в настоящее время фирмой К.

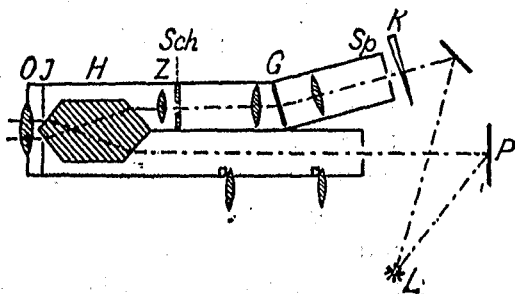


Рис. 18.

Цейсс) позволяет чрезвычайно просто и быстро находить λ_1 и λ_2 , и a , и переходить от этой системы координат к системе трехцветной.

Схема этого прибора изображена на рис. 18 и сводится в основных своих чертах к следующему.

Анализируемый непрозрачный образец, помещенный в P и освещаемый некоторым источником света L , рассматривается через линзу O и призму Гюфнера, заполняя своим цветом половину поля зрения. В P помещена матовая белая

пластинка, которая направляет лучи того же источника света L в спектроскоп, решетка которого обозначена буквою G , а щель Sp . Действительный спектр лампы получается в плоскости Sch , где находится подвижной шаблон, позволяющий вырезать любую часть спектра и имеющий вид, изображенный на рис. 19 (a или b). Шаблон a можно передвигать по двум взаимно перпендикулярным направлениям (справа налево и сверху вниз), шаблон b передвигается лишь в горизонтальном направлении,

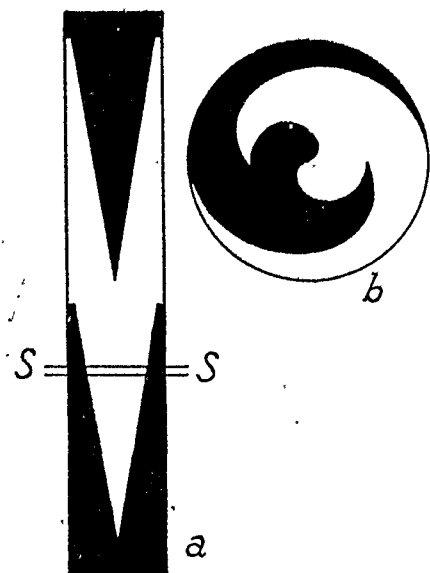


Рис. 19.

вертикальное же перемещение заменено здесь вращательным движением около оси, проходящей через центр диска. В Z находится цилиндрическая линза, соединяющая вырезанные шаблоном лучи так, что соответствующая половина призмы Гюфнера кажется окрашенной в некоторый однородный цвет их смеси. Легко видеть, что при помощи этих шаблонов мы сможем воспроизвести все четыре вида спектров оптимальных пигментных цветов, изображенных на рис. 16. Относи-

тельная интенсивность спектральных лучей (величина a) изменяется при помощи ахроматического клина κ перед щелью Sp . Ход измерений с этим прибором таков. Сначала находят нулевое положение ахроматического клина, поместив в P и P' одинаковые белые поверхности, затем, передвигая Sch и κ , устанавливают оба поля зрения на равенство, после чего находят сразу и координаты цвета: λ_1 , λ_2 и a или, что то же, ширину выреза, sp , длину волны λ_m , соответствующую середине его, и a .

Для того чтобы эти обозначения цвета перевести на язык трехкомпонентной теории, нужно лишь раз навсегда опре-

делить и нанести в цветовом треугольнике ряд кривых „одинаковой ширины вырез sr “, и кривых „одной и той же λ_m “ (рис. 20; длина всего спектра и принята за 300, спектрам

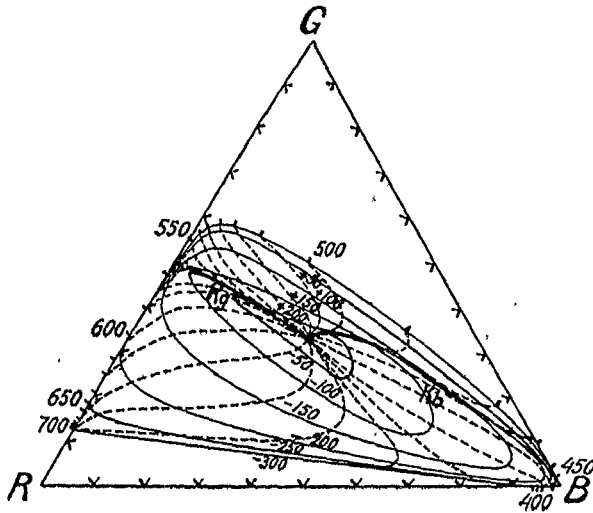


Рис. 20.

типов c и d соответствуют линии k_0 и k_1 ; выше этих линий лежат цвета, соответствующие спектрам типа „а“ ниже „в“; кривые одинаковой λ изображены пунктиром). Из рис. 21

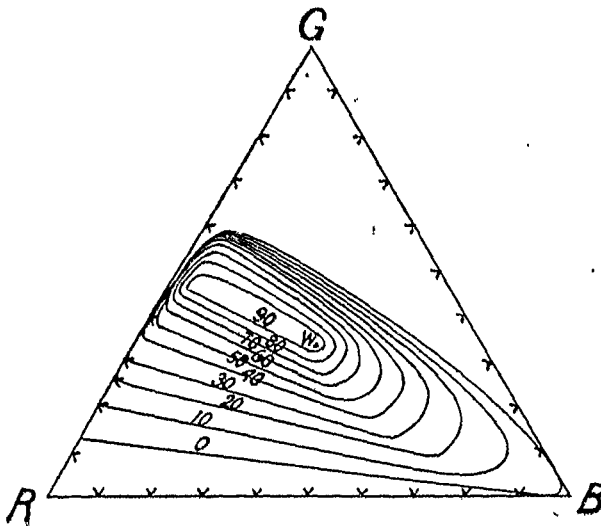


Рис. 21.

мы видим, что эти системы кривых однозначно и исчерпывающе определяют качество цвета с точки зрения трехкомпонентной теории, и поэтому, построив эти кривые в большом масштабе и достаточно часто, мы без всяких вычислений можем переходить от одной системы координат цвета к другой. Кроме того Рёш построил диаграмму, которая позволяет по величине a (относительная интенсивность цвета по сравнению с оптимальным) находить и светлоту цвета. В этой диаграмме (рис. 21) он наносит в треугольнике линии одинаковой светлоты оптимальных пигментных цветов („изогипсы“), от которых легко, найдя на опыте a , перейти к светлоте пигмента. Но об этом подробнее будет сказано во второй статье, посвященной высшей метрике цвета и различным системам цветов.

ПРОБЛЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В КИНЕТИКЕ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ¹

К. Н. Гиллельсуд, Оксфорд.

Кинетика реакций есть пограничная область химии и чистой физики, в которой физики и химики живут не в полном согласии. В частности, физики полагают, что химики должны производить такие решающие опыты, которые для эксперимента оказываются слишком трудными, зато химики ставят физикам такие теоретические задачи, которые являются чрезмерно запутанными. Однако в этой области сделаны успехи, так как существует множество проблем, решение которых для химиков представляется особенно важным и которые также и с чисто физической точки зрения являются весьма интересными. Речь идет здесь в особенности об условиях, при которых молекулы могут оказывать друг на друга влияние через посредство ударов или излучения.

Прежде всего я должен совершенно коротко остановиться на вопросе о том, почему именно мы думаем, что энергия молекул играет главную роль при химических процессах.

Существует множество химических реакций, которые протекают с измеримой скоростью; следовательно, в определенный момент времени молекулы обладают неодинаковой способностью к реакции. Далее, почти все реакции весьма сильно зависят от температуры и притом зависимость эта

¹ Доклад, читанный в июне 1928 г. в Лейпциге в качестве одного из цикла докладов на тему „Теория квантов и химия“. Опубликован в сборнике „Quantentheorie und Chemie“. S. Hirzel, Leipzig 1928.

выражается известным экспоненциальным законом Аррениуса. Эти два факта объясняют, исходя из допущения, что реагируют лишь так называемые „активные молекулы“, т. е. молекулы, которые получили путем соударения, абсорбции излучения или еще каким бы то ни было образом известный избыток энергии по отношению к средней ее величине. Это допущение ведет непосредственно к уравнению Аррениуса, откуда можно вычислить величину энергии активации. Эта теория активации дает нам когерентную картину химических реакций. Особенно простые условия имеют место в случае газовых реакций, где число соударений и аналогичные величины могут быть точно вычислены хорошо известными методами кинетической теории газов.

В случае бимолекулярных газовых реакций (например $2\text{HI} = \text{H}_2 + \text{I}_2$) почти без исключения оказывается, что число молекул, реагирующих в единицу времени, равно — по крайней мере в отношении порядка величины, — числу молекул, соударяющихся в единицу времени, умноженному на фактор $e^{-E/RT}$, где E — теплота активации, которая может быть вычислена из экспериментально найденного температурного коэффициента. Так как у различных газов число соударений варьирует не слишком сильно, то получается, что при температурах, отвечающих одинаковой скорости реакции, фактор E/RT имеет почти постоянную величину. Этот результат может служить доказательством того, что в простых случаях активация является не только необходимым, но также и достаточным условием химического превращения.

Если мы обратимся к тримолекулярным реакциям, то число соударений в этом случае значительно меньше; поэтому тримолекулярные реакции, которые при данной температуре протекают с еще измеримой скоростью, связаны с соответственно меньшими теплотами активации, что, вообще говоря, подтверждается опытом.

Число ударов, которое вызывает химическое превращение, находится путем умножения числа всех ударов на простой экспоненциальный фактор $e^{-E/RT}$. Этот фактор выводится из закона Максвелла-Больцмана. Применение этой

формулы основано на допущении, что энергия молекул распределяется на две степени свободы или, точнее говоря, на два квадратичных члена. Такое допущение было бы точным, если бы представлять себе, например, механизм активации как достаточно интенсивное столкновение двух молекул. В этом случае две степени свободы были бы связаны с двумя противоположными компонентами относительного переносного движения. Хотя это и не есть единственная возможность, я хотел бы тем не менее подчеркнуть, что экспериментальная применимость простого уравнения для бимолекулярных реакций по крайней мере доказывает, что и механизм активации сравнительно прост, ибо только в том случае, когда энергия ограничена немногими степенями свободы, можно считать нашу формулу справедливой.

Из этого результата можно вывести заключение, что, вероятно, между ударом и собственно химическим превращением не протекает сколько-нибудь значительный промежуток времени. Это есть, следовательно, предположение, которое можно сделать а priori. В согласии с этим оказывается, что реакции, которые подчинены вышеупомянутому закону, протекают строго пропорционально квадрату давления газа, т. е. чисто бимолекулярно. Если же между активацией и превращением протекал бы значительный промежуток времени, то реакции не обнаруживали бы чисто бимолекулярного течения. Я попытаюсь это сейчас пояснить.

Допустим, что молекула путем соударения переведена в состояние с большим запасом энергии. Если энергия может распределяться на много степеней свободы, то может случиться, что молекула прореагирует лишь по истечении некоторого промежутка времени — и далее, может случиться что этот интервал окажется длиннее, нежели интервал между двумя соударениями. Таким образом имеется значительная вероятность того, что активированная молекула вновь потеряет свою энергию вследствие соударения, прежде чем она перейдет в стадию реакции. Это значит, что взаимное активирование и дезактивирование молекул будет происходить весьма быстро по сравнению с собственно законченным химическим превращением. Статистическое равновесие между

богатыми и бедными энергией молекулами будет почти независимым от исчезновения активных молекул, вследствие реакции. Скорость реакции будет в таком случае совсем иной, нежели скорость активирования, именно она будет равна: Полное число \times Доля молекул, обладающих \times Малая дробь.

$$N \times \text{доля молекул достаточной энергией} \times \lambda$$

λ — есть чистый фактор вероятности.

Легко видеть, что в этом случае скорость реакции будет независима от давления, ибо естественно, что распределение энергии не зависит от давления, поскольку оно вообще не нарушается. Мы имеем, следовательно, критерий мономолекулярной реакции. Раньше думали, что газовые реакции, не зависящие от давления, — независимость от давления есть наш экспериментальный критерий мономолекулярной реакции — должны представлять собой превращение изолированных молекул. Это представление в настоящее время оказалось несостоятельным. Реакции, которые не зависят от давления и потому кажущимся образом могут не зависеть от удара (собственно говоря, они не зависят от числа ударов, но не от ударов), удобно назвать квази-мономолекулярными реакциями. Оказалось, что простые разложения протекают бимолекулярно, а разложения сложных молекул квази-мономолекулярно, как это видно из таблицы I.

ТАБЛИЦА I

Бимолекулярные	(Квази-) Мономолекулярные
Разложение 2H_2	Разложение N_2O_3
” $2\text{N}_2\text{O}$	” $\text{CH}_3 \cdot \text{CO} \cdot \text{CH}_3$
” $2\text{Cl}_2\text{O}$	” $\text{C}_2\text{H}_5 \cdot \text{O} \cdot \text{C}_2\text{H}_5$
” 2O_3	” $\text{C}_2\text{H}_5 \cdot \text{O} \cdot \text{C}_2\text{H}_5$
” $2\text{CH}_3\text{CHO}$	” $\text{CH}_3 \cdot \text{O} \cdot \text{CH}_3$
	” $\text{CH}_3 \cdot \text{N}=\text{N} \cdot \text{CH}_3$
	” $\text{C}_8\text{H}_7 \cdot \text{N}=\text{N} \cdot \text{C}_8\text{H}_7$
	Рацемизация $\text{C}_{10}\text{H}_{14}$

При бимолекулярных реакциях мы имеем таким образом активирование и немедленное превращение: следовательно, постоянное нарушение статистического равновесия. При мономолекулярных реакциях дело обстоит совсем иначе: их признаком и является большое число степеней свободы, отсутствие превращения до тех пор, пока молекула не придет в благоприятную фазу, многочисленные дезактивирования, т. е. незначительное нарушение статистического равновесия.

Тот факт, что большое число степеней свободы играет роль при механизме активирования, обнаруживается также в другой связи. При низких давлениях свободная длина пути велика; чем ниже давление, тем становится вероятнее, что химическое превращение произойдет в промежуток между активирующим и дезактивирующим ударом. В этом случае статистическое равновесие начинает уже значительно нарушаться, и реакция прекращает следовать мономолекулярному течению. Коэффициент скорости для мономолекулярной реакции начинает зависеть от давления, что превосходно подтверждается опытом. Такой случай имеет место, например, при разложении диметилового эфира. Таким образом можно с полным правом сделать допущение, что в той области давления, где только начинается уменьшение константы скорости, число ударов как раз достаточно для того, чтобы поддержать скорость реакции. Это значит, что можно вычислить скорость активации. При всех квази-мономолекулярных реакциях эта скорость значительно больше, нежели число соударений, и притом больше в число раз, измеряемое 10 в некоторой степени. Достаточную скорость активации для разложения эфира получают только тогда, когда энергию распределяют на число квадратичных членов от 8 до 12. Для большого числа степеней свободы получается формула

$$Ze^{-E/RT} \left(\frac{E}{RT} \right)^{\frac{1}{2}n-1} \frac{1}{\left(\frac{1}{2}n - 1 \right)!},$$

где Z — означает число ударов в единицу времени, а n — число квадратичных членов. (Когда энергия распределяется на

несколько степеней свободы, число активирующих ударов, вследствие огромной величины числа перестановок, увеличивается в 10 в некоторой степени раз.)

ТАБЛИЦА II

Реакции разложения или превращения	Температура одинаковой скорости реакции	Теплота активации
N_2O_5	328°	24 700 cal
$C_3H_7. N=N. C_3H_7$	515°	40 900 „
$C_{10}H_{16}$	556°	43 700 „
$CH_3. N=N. CH_3$	599°	51 200 „
C_2H_5CHO	792°	51 000 „
$CH_3. O. CH_3$	800°	58 500 „
$C_2H_5. O. C_2H_5$	812°	53 000 „
$CH_3. CO. CH_3$	835°	68 500 „

Я бы хотел подчеркнуть, что таким образом существуют два независимых подтверждения сделанного нами вывода. С одной стороны, мы получили это подтверждение с чисто кинетической точки зрения из сравнения бимолекулярных реакций (простые молекулы) с квази-мономолекулярными реакциями (сложные молекулы). С другой стороны, сам закон распределения дал нам искомое доказательство.

При мономолекулярных реакциях уже нельзя ожидать строгого параллелизма между теплотой активации и температурой одинаковой скорости реакции, ибо здесь вступают в силу другие специфические факторы. Однако существует известный параллелизм, хотя и значительно менее отчетливый, нежели в случае бимолекулярных реакций (ср. табл. II).

Уже этого беглого обзора совершенно достаточно для того, чтобы убедиться, что представление о скорости реакции как о проблеме активирования является принципиально правильным.

Мы можем теперь обратиться к рассмотрению нерешенных проблем с известной степенью уверенности в том, что имеющиеся трудности — если можно так выразиться, — суть трудности плодотворные.

Первая проблема, о которой я буду говорить, связана с знаменитой реакцией разложения азотного ангидрида (N_2O_5). У всех остальных мономолекулярных реакций, которые были исследованы при низких температурах, установлено уменьшение коэффициента скорости. У азотного ангидрида, по новым исследованиям, до сих пор не удалось наблюдать это уменьшение. Если оно и происходит, то при давлениях меньших одной сотой миллиметра. При этих давлениях максимальная вычисленная скорость активации значительно меньше, нежели наблюдаемая скорость реакции, как бы велико ни было принятое число степеней свободы. Естественно возникает вопрос, каким образом получают реагирующие молекулы энергию, которой они должны обладать, так как ведь реакция на самом деле происходит.

Для того, чтобы разрешить эту трудность, можно сделать три допущения.

Во-первых, можно допустить, что при ударе вся энергия двух молекул остается у одной из них. Это допущение, которое мне представляется несколько крайним, используется Фаулером. Можно совершенно непосредственно показать, что это допущение может быть заменено другим, а именно, что диаметр молекулы для дезактивирующих ударов в несколько раз больше нежели для активирующих ударов. Диаметр молекулы в возбужденном состоянии, естественно, несколько больше, нежели в нормальном состоянии. Выражена ли, однако, эта разница настолько резко, как это необходимо предположить в данном случае,—пока еще совершенно неясно.

Теперь мы переходим ко второй возможности. Можно было бы с тем же правом допустить, что и при активации диаметр молекулы много больше того, который известным способом вычисляется из внутреннего трения и теплопроводности. Эта возможность в высшей степени интересна, на нее уже было указано и она находится в связи с целым рядом чисто физических наблюдений.

Третью возможность дает теория цепных реакций.

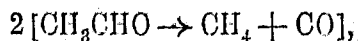
Эти возможности представляют собою значительный интерес, далеко выходящий за пределы проблемы азотного ангидрида. Поэтому я несколько остановлюсь на каждой из них.

Что касается проблемы диаметра молекулы, то при наблюдении тушения поляризованной флуоресценции ртути найдено, что атомы ртути оказывают друг на друга влияние, далеко превосходящее то, которое могут оказать атомы постороннего газа. Притом влияние это таково, что атомам ртути нужно приписать радиус, который значительно превосходит обычный радиус, вычисляемый из кинетической теории газов.

Таким образом взаимное влияние одинаковых молекул следует считать одной из основных проблем физики.

Что касается явлений флуоресценции в растворах, то известно, что в концентрированных растворах флуоресценция, вообще говоря, тухнет. Это тушение следует приписать взаимному дезактивированию молекул флуоресцирующего вещества, т. е. такому влиянию, которое молекулы растворителя не могут оказывать на молекулы флуоресцирующего вещества.

При разложении уксусного альдегида наблюдается явление, которое, по видимому, до известной степени родственно описанному. Это разложение протекает по уравнению:



т. е. бимолекулярно. Это бимолекулярное течение реакции с чисто химической точки зрения ни в коем случае не является неизбежным, как, например, в случае разложения иодистого водорода. Можно было бы поэтому ожидать, что и удары с посторонними молекулами должны бы передавать необходимую энергию активации. Экспериментально обнаружено, что удары между молекулами альдегида и водорода или азота хотя и могут вызвать разложение, однако же приблизительно в десять раз менее действенны, нежели удары между двумя молекулами альдегида. Мы имеем здесь аналогичные действия одинаковых молекул друг на друга.

Детальное обсуждение подобных вопросов с помощью новой квантовой теории представляется в высшей степени желательным и было бы, без сомнения, плодотворным.

Общий вопрос относительно специфической передачи энергии представляет для химиков выдающийся интерес. Если повидимому одинаковые молекулы обладают этим своеобразным „сострадавшим“, то существуют также поразительные примеры специфических физических взаимодействий несходных молекул.

В хорошо известной реакции соединения хлора с водородом молекулы хлора возбуждаются поглощением света и при этом становятся способными к реакции. Кислород оказывает совершенно своеобразное тормозящее влияние на эту реакцию. Следовательно, он должен дезактивировать молекулы хлора.

Среди вышеупомянутых квази-мономолекулярных реакций существует один особенно интересный пример. Как я уже сказал, при малых давлениях константа этих реакций падает. Убывание начинается с того момента, когда число ударов становится недостаточным для поддержания статистического равновесия. В присутствии водорода, однако, константа вновь принимает свое нормальное значение. Водород едва ли может оказать собственно химическое действие, так как ни в одном случае он не может увеличить константу до значений, превосходящих ее нормальную величину. Его действие, таким образом, должно состоять в одной только передаче энергии. Другие газы, если и обладают этой способностью, то в гораздо меньшей степени. Таким образом водород обладает специфическим активирующим действием (он должен, конечно, оказывать также соответствующее дезактивирующее действие, иначе мы бы нарушили принцип микроскопической обратимости. В случае реакции хлора дело обстоит иначе, так как там мы имеем постоянное превращение световой энергии, т. е. отсутствие термодинамического равновесия).

Теперь я должен обратиться к важному вопросу о так называемых цепных реакциях.

Допущение существования цепных реакций оказалось плодотворным в двух направлениях. Существуют фотохимические реакции, у которых на один световой квант приходится очень много прореагировавших молекул. Это отклонение от

закона Эйнштейна едва ли можно объяснить иначе, как сделавши допущение, что молекулы, образованные при первичной световой реакции, передают свою энергию активации молекулам исходного вещества и непосредственно активируют последние, создавая таким образом цепь.

То же самое допущение помогает справиться с трудностями, которые возникают в тех случаях, когда наблюдаемая скорость обычных термических реакций, повидимому, превосходит возможную скорость активации, как я уже упомянул, говоря о распаде азотного ангидрида. Путем непосредственной передачи первоначальной энергии активации, вместе с теплотой, возникшей при реакции, активируются новые молекулы, которые иначе вообще не могли бы быть активированными. Следовательно, максимальная вычисленная скорость реакции может быть помножена на сколько угодно большой фактор.

Некоторые фотохимические реакции и в особенности те, которые связаны ненормально высоким квантовым выходом, оказываются весьма чувствительными к специфическим тормозящим влияниям различных веществ. Вероятно, эти тормозящие вещества действуют потому, что они обрывают цепные реакции. Недавно Бекштром (Bäckström) нашел, что некоторые реакции, которые фотохимически протекают с большим квантовым выходом и подвержены тормозящим влияниям, чувствительны по отношению к тем же тормозящим веществам, когда они протекают чисто термически. Это может служить доказательством того, что и у химических реакций цепной механизм вообще возможен.

Христиансен и Крамерс, как известно, предложили аналогичную гипотезу цепных реакций для разрешения проблемы азотного ангидрида. Быть может, на это возразят, что гипотеза Христиансена и Крамерса поколеблена тем, что посторонние газы не тормозят разложение, между тем как можно было бы думать, что молекулы посторонних газов должны отнимать энергию у активных молекул, принимающих участие в цепи. Христиансен и Крамерс должны были сделать специальную гипотезу о том, что активные молекулы передают свою энергию лишь особым ви-

дам молекул. Можно было бы выдвинуть возражения, на которых мне нет надобности здесь останавливаться, ибо я убежден, что эти возражения, если и не отпадают, то во всяком случае гораздо менее важны, нежели можно подумать сначала.

Опыты, недавно сделанные в Оксфорде, как мне кажется, дали доказательство — или по крайней мере указание — того, что удары между активными молекулами и молекулами посторонних газов в большинстве случаев упруги — или, по крайней мере, — что существует довольно большая вероятность того, что при развитии цепных реакций активные молекулы могут выдержать большое число ударов, не теряя своей энергии активации до тех пор, пока эта энергия не будет передана соответствующим молекулам. Я позволю себе коротко сообщить об этих опытах, так как они имеют небольшое отношение и к общему вопросу. Целью опытов было изучение газовой реакции между кислородом и водородом. Медленное соединение гремучего газа подвержено сильному влиянию стенок сосуда. Эти каталитические влияния были детально изучены Боденштейном. Мы производили наши опыты модифицированным методом при температурах лишь немного более низких, нежели температура взрыва, имея в виду таким образом изолировать гомогенную газовую реакцию. При 500° реакция протекает только на стенках сосуда. Между 540° и 590° происходит реакция, очевидно, совершенно другого характера, нежели реакция на стенках; она отличается весьма сильной зависимостью от давления и высоким температурным коэффициентом. Эта реакция, вне всякого сомнения, протекает в газовом пространстве. Наиболее замечательным оказалось, однако, следующее: новая реакция, в противоположность реакции на поверхности, не ускорялась увеличением поверхности сосуда, но наоборот — весьма сильно замедлялась. Этот факт можно объяснить только исходя из допущения, что энергия, освобождаемая внутри газа, передается цепями. Когда активные молекулы достигают стенки, то они там, вследствие независимой реакции, разрушаются или дезактивируются. Таким образом увеличение поверхности обуславливает укорочение цепей, т. е.

торможение реакции¹. Таким образом вероятно, что цепи какого то характера при этих реакциях играют роль.

Теперь возникает вопрос: если цепи вообще существуют, какое влияние оказывают посторонние газы на скорость реакции?

Посторонние газы или сильно тормозят реакцию, причем это бывает тогда, когда удары с активными молекулами неупруги; или же, если удары упруги, то посторонние газы увеличивают длину пути, который проходит цепь, прежде чем она дойдет до стенки. В этом случае следует ожидать ускорения реакции. Я должен подчеркнуть, что я вовсе не хочу предсказывать результат опыта. В действительности посторонние газы вызывают резко выраженное ускорение, причем действие различных газов различно. Последовательность газов такова: He, N₂, A, H₂O, причем им соответствуют отношения 1:3:4:5. Избыток водорода и кислорода действует аналогичным образом, что сильно затрудняет применение закона действия масс. Последовательность ускоряющих действий приблизительно такая же, как и обратных коэффициентов диффузии, и соответствует, следовательно, относительному удлинению цепей.

Я не могу отыскать никакого другого истолкования этим результатам, кроме того, что в случае соединения водорода с кислородом активные молекулы не дезактивируются, когда испытывают удар с посторонними газами.

В заключение я еще упомяну о некоторых вопросах, решение которых было бы важно для химии. Английские физики думают, что все химики глупцы; быть может, то же самое думают и немецкие физики. Как бы то ни было, я хочу лишь иллюстрировать поговорку, согласно которой глупец в течение часа (а мне даже нужно для этого всего две минуты) может задать больше вопросов, нежели умный ответить в течение столетий. Итак, было бы очень важно детально разработать проблему диаметра молекулы на основании

¹ Предварительно я считаю вероятным, что цепь реакций поддерживается путем передачи энергии только что образовавшейся молекулы водорода молекуле кислорода. Основания, которые меня заставляют так думать, за отсутствием времени я не могу здесь излагать.

новой теории квантов, в особенности установить правила, которые могли бы дать какие-нибудь указания, когда и как видоизменяется „обычный“ радиус молекул.

Во-вторых, полная динамика химических „электронов связи“ помогла бы насущной потребности химиков. Так, например, при химических реакциях разложения, которые протекают термически, мы имеем дело с колебаниями ядер, а при фотохимических реакциях — с активированием электрона. Каково внутреннее соотношение между двумя этими процессами? Как активировать химическую связь?

В-третьих, в тесной связи с первым вопросом стоит вопрос о катализе „следами вещества“. Если думать вместе с Беккером, что первые следы воды действительно смещают равновесие между простыми и полимеризированными молекулами жидкости, то это смещение возникает лишь вследствие того, что прибавление совершенно минимального числа молекул вызывает значительно более сильное изменение энтропии, нежели это вообще считалось возможным. Первые молекулы постороннего вещества должны распространять свое влияние на всю систему. Признаюсь, я настроен несколько скептически: возможно, что все явление истолковано неправильно. Однако же было бы полезно знать — исходя, например, из шрёдингера облака заряда, — возможно ли вообще подобное явление.

АГГРЕГАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ¹.

В. Х. Келом, Лейден.

Благодаря чрезвычайно малой величине своих внутренних сил гелий, открытый в солнечной хромосфере в 1868 г. и полученный из земных источников Рамзеем в 1895 г., представляет собой вещество, приближающееся к идеальным газам гораздо более, чем какое бы то ни было

другое из известных нам веществ. Он представляет собой термометрический газ *par excellence*, ибо его чрезвычайно низкая критическая температура и точка кипения позволяют понизить шкалу температур почти вплоть до абсолютного нуля.

Первыми исследователями, пытавшимися получить жидкий гелий, были Дьюар и Ольшевский. Метод, которым они пользовались — охлаждение газа жидким водородом и последующее его расширение, — оказался недостаточным, и полного успеха в этом направлении удалось добиться лишь в 1908 г. Камерлинг-Оннесу, который прибегнул к

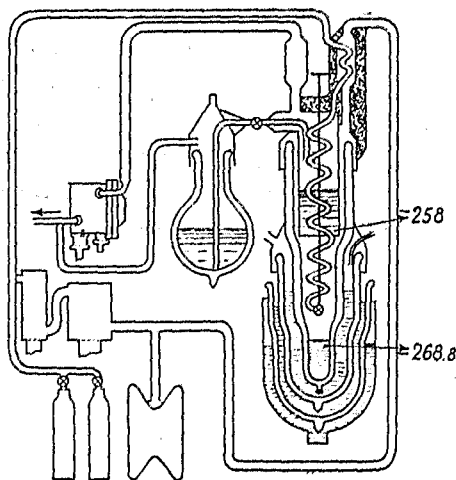


Рис. 1.

помощи приема, применявшегося за 10 лет до этого Дьюаром при охлаждении водорода. На рис. 1 показана схема такого аппарата. Гелий из бомб нагнетался в охладитель, где он охлаждался сначала при помощи водородного пара, а затем — жидкого водорода, кипящего под уменьшенным давлением при -258°C . После этого охлажденный гелий пропускался

¹ Из лекции, прочитанной перед V Международным конгрессом по холодильному делу в Риме 13 апреля 1928 г., *Nature*, 122, 847, 1928.

в змеевик, подвергался там внезапному расширению и в силу явления Джауля - Гельвина частично переходил в жидкое состояние. Впоследствии нижняя часть сосуда для охлаждения гелия была несколько видоизменена так, чтобы ее можно было переносить в криостат и производить физические измерения. В последующих опытах, имевших целью получение самых низких температур, Каморлинг-Оннес пользовался целой батареей конденсационных насосов Лэнгмюра, соединенных с целым рядом мощных механических насосов. Для того чтобы решить вопрос о переходе гелия при таких крайне низких температурах в твердое состояние, он помещал в дьюаровском сосуде с жидким гелием маленький металлический цилиндр, который при помощи длинного стержня мог перемещаться в вертикальном направлении.

Все эти опыты показали, что в то время как водород кипит при 20°K и под уменьшенным давлением делается твердым уже при 10° , гелий, имеющий температуру кипения $4,2^{\circ}$, не затвердевает даже при температуре, лежащей чуть выше $0,8^{\circ}\text{K}$. При этой температуре гелий остается в жидком состоянии и под весьма малым давлением его собственного насыщенного пара.

Мои опыты, которые позволили получить гелий в твердом виде, совершенно отчетливо показали, что для превращения гелия в твердое состояние требуется не только такая температура, при которой внутриаомные силы преодолевают тепловое движение настолько, чтобы атомы могли группироваться в кристаллическую решетку, но требуется кроме того и воздействие внешнего давления, которое должно быть достаточно высоким для того, чтобы привести в действие внутриаомные силы. Без применения такого давления гелий остается жидким даже при самых низких из достигнутых температур, хотя при некоторой температуре он может внезапно переходить в новое жидкое агрегатное состояние.

Аппарат, применявшийся в этих опытах, схематически показан на рис. 2. Нижние концы двух металлических трубок B_1 и B_2 , соединенные более узкой трубкой, были погружены в жидкий гелий; в этих трубках и производилось сжатие гелия при помощи малого гидравлического пресса, наполненного глицерином. При выдвигании поршня P ртуть, падающая с таким расчетом, чтобы она до половины заполнила два остальных цилиндра C , поднимается в правом цилиндре и увлекает за собой

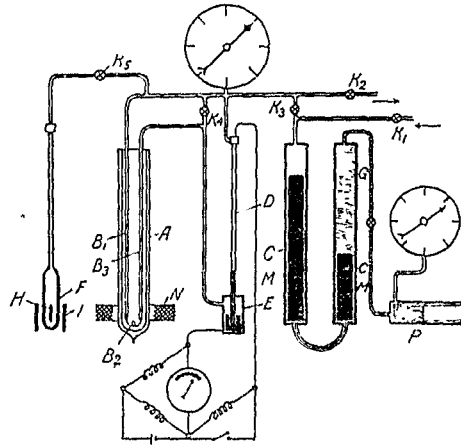


Рис. 2.

гелий из запасного сосуда через кран K_1 в левый цилиндр. Затем кран K_1 закрывается, и при помощи поршня P гелий нагнетается через кран K_3 в систему трубок. Для того чтобы можно было установить фазу перехода гелия в твердое состояние, эти трубки сообщались с ветвями дифференциального манометра, состоящего из стальной трубки D , нижний конец которой находится в стальной же камере B с некоторым количеством ртути. Если в нижней части трубок B_3 имеет место образование пробки из твердого гелия и если при закрытом кране K_1 кран K_2 на мгновение открыть, то некоторое количество газообразного гелия выходит вон, давление в правой части трубки B_3 становится ниже, чем в левой, и ртуть в стальной трубке дифференциального манометра поднимается. Эта трубка содержит тонкую платиновую проволоку, включенную в одну из ветвей мостика цигстона, так что поднятие ртути влечет за собой отклонение стрелки гальванометра. Другой способ, который был введен позже и который был предложен Кюниеном (Kuenen), состоит в том, что в стеклянной трубке F' , соединяющейся с остальной частью аппарата металлической трубкой, находится стерженек из мягкого железа H , который может подниматься и опускаться при помощи магнита; стеклянная трубка F' в действительности находилась в гелиевом криостате, который для простоты на рисунке не обозначен.

Изменяя температуру гелиевой бани при помощи изменений давления над жидким гелием и определяя давление, необходимое для того, чтобы имело место закупоривание трубки с гелием, можно было получить кривую плавления для гелия для давлений от 25 до 140 атмосфер и для температур от $1,2^\circ$ до $4,2^\circ$ К. Оказывается, что эта кривая плавления в ее нижней части становится почти параллельной оси температур и не показывает никакой тенденции к пересечению кривой упругости пара в тройной точке, так что одновременное существование твердой и газообразной фазы представляется невозможным (ниже критической температуры гелия).

Опыты, сделанные со стеклянной трубкой, не обнаружили изменений ни в объеме, ни в состоянии, ни в поверхности раздела как между газом и жидкостью, так и между жидкостью и твердой фазой. Тем не менее присутствие твердого гелия можно было считать доказанным и в этом случае, поскольку пробку из такого гелия можно было ощущать при помощи железного стерженька. Совершенно очевидно, что при соответствовавших этому случаю давлениях (около 90 атмосфер) плотности и показатели преломления для всех трех фаз являются почти одинаковыми.

В целом ряде опытов с измерением диэлектрической постоянной жидкого гелия, которые велись совместно с проф. Вольфом из Варшавы, удалось заметить, что эта константа претерпевает внезапное или во всяком случае очень быстрое изменение величины при температуре $2,3^\circ$ К, совпадающей с той температурой, при которой Каммерлинг-Оппенс и Вокс наблюдали максимальную величину для плотности жидкости.

Отсюда можно заключить, что существуют две модификации жидкого гелия, именно — жидкий гелий I, устойчивый при температурах выше $2,3^\circ$, и жидкий гелий II, устойчивый при более низких температурах; плотность первого примерно на 0,1% выше, чем плотность последнего.

Дана (Dana) и Камерлинг-Оннесом были проделаны измерения удельной теплоты жидкого гелия, которые, однако, не были опубликованы, так как слишком высокие ее величины при температурах около $2,3^\circ$ казались несогласными с другими данными. Это расхождение по-видимому зависит от теплоты превращения гелия I в гелий II, которая по вычислениям оказывается $-0,13 \frac{\text{кал.}}{г}$. Внезапное изменение происходит

и в теплоте парообразования, причем для гелия II ее величина больше, чем для гелия I; наоборот, поверхностное натяжение гелия I на 3% превышает соответствующую величину у гелия II. Надо заметить, что это превращение происходит при такой температуре, которая, в смысле закона соответственных состояний Ван дер Ваальса, аналогична температурам плавления других веществ.

Таким образом у гелия имеется тройная точка: жидкий гелий I — жидкий гелий II — пар. До настоящего времени такая тройная точка наблюдалась только у некоторых веществ сложного состава, обнаруживающих мезоморфное состояние (т. с. у жидких кристаллов); имеет ли это место и в случае гелия, могут показать только дальнейшие исследования. Рис. 3 представляет собой диаграмму различных состояний гелия; на ней показаны кривая упругости насыщенного пара, тройная точка и кривая точек плавления. Между жидким гелием I и жидким гелием II должна находиться кривая перехода, но пока еще остается неизвестным, пересекает ли она кривую точек плавления, как это показано на диаграмме, или загibasется к оси давлений.

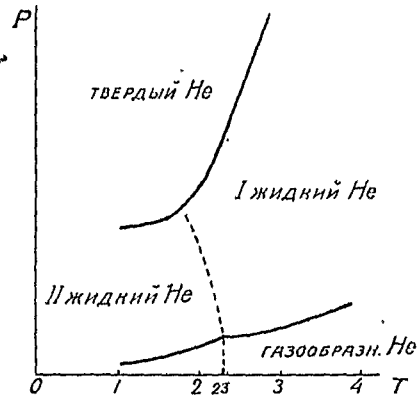


Рис. 3.

Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я

С. Н. РЖЕВКИН. Слух и речь в свете современных физических исследований. ГИЗ. Москва — Ленинград 1928. Стр. 145. Цена в переплете 1 р. 35 к. (Серия „Новейшие течения научной мысли“, кн. 10—11).

Как известно, за последние годы акустика перестала быть скучной главой общего курса физики и сделалась обширной областью, привлекающей не только физиков, но в особенности — технических физиков. К сожалению, на русском языке, собственно говоря, еще нет книг, дающих верное представление о современной акустике. Книга С. Н. Ржевкина — одна из первых в этом отношении; она излагает современное состояние физиологической акустики.

Нельзя не признать, что автор справился со своей задачей блестяще: полное, ясное и вместе с тем в достаточной мере популярное изложение делает несомненно эту книжечку настольной для всех, кто имеет отношение к физиологической акустике. В особенности ее можно рекомендовать радиотехникам, врачам, музыкантам, но она имеет и значительный общий интерес; включение ее в серию „Новейшие течения научной мысли“, издаваемую Госиздатом, совершенно соответствует ее содержанию и значению.

Большее половины книжки посвящено уху; в главе первой излагается строение слухового аппарата человека, в дальнейших — результаты его исследования, резонансная теория слуха и ее современные оценки и видоизменения; главы VII, VIII, IX посвящены органу речи — его строению, анализу звуковой речи и практическим приложениям. Здесь особенно интересны собственные исследования автора. Ни со стороны полноты и современности, ни со стороны самого изложения никаких упреков поставить автору нельзя, — кроме разве совсем мелких мелочей: так, например, в микрофоне Риггера (стр. 114) алюминиевая мембранка не наклеивается на шелк, а налагается на него, так что колебания воздуха воспринимаются только легкой мембранкой, а не более тяжелой комбинацией из мембранки и шелка.

Издана книжка весьма удовлетворительно. Успех книжки обеспечен.

П. Андреев.

Г. КЭЙ. Рентгеновские лучи. Перевод с английского, переработанный и значительно дополненный Э. В. Шпольским. ГИЗ. Москва — Ленинград 1928. Стр. XIV + 376. Ц. в переплете 5 р. 50 к.

Книга Кэя, автора ряда исследований в области рентгеновских лучей, много работавшего над разрешением технических задач в этой области, была встречена в Англии и Америке весьма сочувственно (с 1914 по 1927 гг. распространялась в пяти изданиях). Знакомы с ней и многие русские рентгенологи и физики. Автор о своей задаче так пишет в предисловии к первому изданию книги: „Эта небольшая книга не претендует на роль трактата или настоящего руководства о рентгеновых лучах. Ее цель рассмотреть те из ныне применяющихся методов или аппаратов, которые представляются новыми, ценными и сведения о которых часто разбросаны в различных журналах; она посвящена физическим основам важнейших принципов радиологии, и притом в ней с одинаковым вниманием рассматривается развитие как теории, так и эксперимента; наконец она пытается дать понятие об историческом развитии данной области, начиная от знаменитого открытия Рентгена и кончая нынешним годом“.

При современном состоянии наших знаний о рентгеновских лучах, при том разнообразии отраслей знания, которые разрабатываются теперь с их помощью, и при той обширной литературе, которая посвящена отдельным вопросам, связанным с рентгеновскими лучами, вряд ли возможно охватить в одной книге все цели, поставленные автором в 1914 г. Но теперь можно и не претендовать на это. В настоящее время в мировой литературе имеется уже много книг, посвященных каждой разработке отдельных вопросов, связанных с рентгеновскими лучами. Достаточно упомянуть о книгах Брэггов, Эвальда, Марка, Глоккера, Зигбана и некоторых других. За книгой Кэя можно считать сохранившимся осуществление одной цели: дать физические основы важнейших принципов радиологии. Однако переработка и дополнения, сделанные самим автором в последующих изданиях его книги, являются недостаточными, чтобы простой перевод ее удовлетворил бы возможный круг русских читателей. Поэтому можно приветствовать выпуск ГИЗ'ом не простого перевода книги Кэя, но переработанного и дополненного. Перевод английского текста книги Кэя выполнен А. А. Леоновой в общем хорошо и читается легко. В некоторых местах желательнее было бы видеть примененными другие термины и выражения: на стр. 41, например, мы имеем «сработавшаяся трубка часто становится лучше»; на стр. 266 «атомы, сидящие на осях»; на стр. 275 «пучок рентгеновских лучей не строго параллельный, но слегка сходит на конце»; на стр. 45 фамилия *Roiti* переделана *Riotti* и несколько других недосмотров.

Чрезвычайно трудная задача, следуя программе автора, сохраняя характер изложения и общий стиль книги, внести в нее необходимые изменения и дополнения — осуществлена Э. В. Шпольским вполне успешно. Параграфы, введенные им вновь или переработанные, дополняют весьма успешно существующим, новым материалом книгу. Изложение дополнений сделано в полном соответствии с общим характером книги, так что не чувствуется, что они даны другим лицом. Эти дополнения или изменения касаются многих вопросов и по объему достигают трети всей книги. В них читатель

найдет сведения о принципах устройства современных рентгеновских аппаратов высокого напряжения, о современных вентильных трубках (кентронах), о методах абсолютных измерений энергии рентгеновых лучей, о защите при рентгенографии от рассеянных лучей (бленда Букки), а также о приемах и методах рентгеновского спектрального анализа. Вместе с этими вопросами Э. В. Шпольский дает необходимые для ясного понимания процессов излучения и поглощения сведения в элементарном изложении, относящиеся к теории рентгеновских спектров, к применению теории квантов в вопросах рентгеновского излучения. Этими последними дополнениями несколько изменяется то равновесие, какое существовало ранее у Кэя между вопросами прикладного и теоретического характера, в сторону теоретических сведений. Но это изменение можно оправдать разницею во времени появления первого издания книги Кэя и его русского перевода. Слишком широка теперь область чисто научных вопросов, в которых большую роль играет рентгеновое излучение, чтобы в книге, рассматривающей свойства этого излучения, не было бы указаний на работы, посвященные этим вопросам.

Некоторые места в книге могут остаться не вполне ясными для читателя, не имеющего дополнительных сведений по физике; таковы параграфы о роли анода в рентгеновской трубке, о вентильных ионных трубках, о спектрах поглощения, о флюктуациях, обусловленных рентгеновскими лучами, возможно, опыт Ботэ и Гейгера. Неудачными являются некоторые выражения вроде: „В основе всех спектрографов лежит уравнение Брэгга“ (стр. 301). При указании затруднений для количественного анализа с помощью рентгеновских лучей (стр. 319) можно было бы указать на возможность замены фотографического метода ионизационным.

Эти мелкие замечания не должны уменьшать общего достоинства всего труда по внесению в книгу Кэя необходимых дополнений, и „Рентгеновские лучи“ Кэя с дополнениями Э. В. Шпольского можно рекомендовать всем интересующимся этой областью, как первую на русском языке большую книгу, дающую в достаточно пестрышающем объеме и в элементарном изложении физическое и техническое сведения об этом важном для нас виде излучения.

Вл. Карчагин.

Н. В. КАШИН. Лабораторный курс физики. ГИЗ 1928. Стр. 439. Ц. 5 руб.

Из-под пера проф. Н. В. Кашина вышел еще один учебник для нашей школы под именем „Лабораторный курс физики“, предназначенный для промышленных техникумов. Новый учебник физики по своему содержанию и по разработке представляет следующую ступень трудности по сравнению с учебниками физики, написанными для школ-семилеток. Он разработан так, чтобы учащиеся в техникумах могли ознакомиться с изучаемыми явлениями не только качественно, но и количественно, с выяснением функциональной зависимости тех величин, которые характеризуют эти явления. При этом обращено серьезное внимание на то, чтобы уча-

щиеся научились производить требуемые каждым упражнением расчеты и получать числа, степень достоверности которых была бы ими правильно оценена.

Содержание книги подобрано так, чтобы дать учащимся основания для понимания технических предметов — теплотехники и электротехники, а физическая теория каждого вопроса развита в той мере, какая необходима для правильного ведения лабораторных занятий, для установления взаимной связи между отдельными упражнениями и для построения вытекающих из всего этого обобщений.

Вся книга разбита на введение и 22 главы, причем в каждой главе дается просто и ясно изложенная теория изучаемого материала, ряд задач для проработки этого материала и для углубления в его содержание, а также несколько работ лабораторного характера с описанием приборов и приемов, необходимых для выполнения указанных работ.

Что касается содержания указанных глав, то его можно представить так: а) механические вопросы изложены в первых семи главах на протяжении 120 страниц; б) учение о твердых телах, жидкостях и газах — в следующих трех главах, до стр. 177; в) учение о теплоте занимает 11-ю, 12-ю и 13-ю главы, до стр. 238; г) учение о свете — следующие четыре главы, до стр. 319; д) наконец, учение об электричестве и магнетизме занимает последние пять глав, до стр. 435.

Этот обзор содержания показывает нам, что автор фиксировал свое внимание на избранных вопросах по механике, теплоте, свету и электрическому току, имея в виду дать в этом материале основания для надлежащего усвоения специальных курсов по теплотехнике и электротехнике. Все изложено опущено, но то, что изложено в каждой из упомянутых глав, изложено основательно, с соответственными математическими выводами и доказательствами, и такое изложение очень выгодно отличает „Лабораторный курс физики“ от многих других курсов физики, где авторы избегают углубляться в методы изучаемых вопросов и в подсчеты получаемых результатов. Особенно хорошо изложены механические вопросы, которые обычно представляют для учащихся немалые трудности.

На основании всего сказанного мы думаем, что „Лабораторный курс физики“ проф. Н. В. Кашина является очень ценным вкладом в нашу физическую литературу и что он будет встречен сочувственно и преподавателями и учащимися. Книга отпечатана на прекрасной бумаге, хорошим шрифтом, со значительными просветами между строками и между словами, вследствие чего начаточное выступает отчетливо и приятно для глаза.

Г. Де Метц.

Акад. П. П. ЛАЗАРЕВ. Современные успехи биологической физики.
Вып. I. Хим.-техн. изд. Ленинград, 1927.

Книга акад. Лазарева, как отмечено в предисловии, предназначается для начинающих. Автор в ясной и доступной форме излагает основные

проблемы биологической физики. В главе первой говорится об общих принципах живого вещества и о методах физико-химического исследования жизни. В главе второй рассматривается приложение принципов термодинамики и теории квантов к учению о живом веществе. Глава третья — о приложении теории растворов к учению о жизненных явлениях. Глава четвертая — о соотношении живого и неживого вещества и о происхождении жизни. В главе третьей акад. Лазарев излагает и последние достижения развитой им новой теории возбуждения. Книга читается легко и может быть рекомендована всем желающим войти в вопросы, в ней трактуемые.

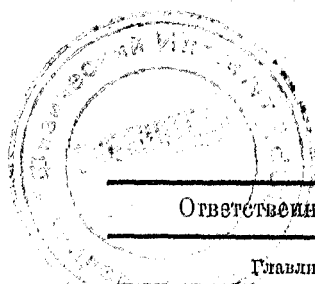
В. Павлин.

Акад. П. П. ЛАЗАРЕВ. Гельмгольц. Хим.-техн. изд. Ленинград. 1925.
Акад. П. П. ЛАЗАРЕВ. А. Г. Столетов, Н. А. Умов, П. Н. Лебедев,
Б. Б. Голицын. Хим.-техн. изд. Ленинград. 1927.

К сожалению у нас очень мало обращено внимания на историю физики. Между тем знакомство с биографиями, с крупнейшими представителями этой науки, с историей возникновения и развития разных физических школ является и интересным и поучительным. Поэтому следует приветствовать появление книжек акад. Лазарева, посвященных биографиям Гельмгольца, Столетова, Умова, Лебедева и Голицына. Более подробно изложена биография Гельмгольца. Для русских биография Гельмгольца имеет особый интерес, так как у него учились многие из русских физиков.

Жизнь и деятельность Столетова, Умова, Лебедева и Голицына почти примыкают к нашему времени, и поэтому очень интересно познакомиться с тем, как развивались, работали и какими темами занимались они. Каждый из этих физиков оставил крупный вклад в науку. Но не менее важным является то обстоятельство, отмеченное и акад. Лазаревым, что после них остались ученики, продолжающие научную работу. Подробности их научной работы и развития научных школ русских физиков, я думаю, будут прочтены читателями с интересом и пользой.

В. Павлин.



Ответственные редакторы: П. П. Лазарев и Э. В. Шпольский.

Главлит А-32022. II. 21. Гл.: М 3108. Зак. № 376. Тираж 2000.

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