Из текущей литературы.

О приложении второго принципа термодинамики к живому организму.

Curt Wachtel. Über die Anwendbarkeit des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik auf Vorgänge im tierischen Organismus. Pflügers Archiv. Bd. 171. p. 66 (1918).

„Исследование приложимости второго принципа термодинамики к процессам в живом организме кажется многим излишним, так как 2 й прицип представляет общепризнанный закон природы и не может быть подвергаем сомнению. Следует однако указать на то, что второй принцип термодинамики является опытным законом, приложимость которого к явлениям, изучаемым физикой, стоит вне сомнения, наоборот, ни в одном случае до сих пор не удалось обнаружить приложимость второго принципа к явлениям в живых организмах с той степенью бесспорности, как это соответствует физическим дисциплинам". Этими словами начинает автор свою статью, которая представляет критическую сводку имеющегося в распоряжении физиологов материала по приложимости термодинамики к жизненным явлениям.

Автор пишет первый и второй принципы термодинамики в их обычной классической форме и изучает на основании многочисленного материала главным образом коэффициент полезного действия ($k = \frac{A}{Q}$, где k — коэффициент полезного действия, A — количество произведенной работы, Q — количество полученного при этом тепла).

Методов подсчета коэффициента полезного действия автор приводит несколько.

Прежде всего, Данилевский, принимая, что рабочий в течение одной секунды может произвести 7 килограммов, работы и что рабочий день равен 8 часам, находит работу за день в среднем 200.000 килограммометров, в это же время общее потребление энергии организмом равно 1.371.000 килограммометров. Считая, что работа сердца и дыхания составляет 100.000 килгметр., Данилевский находит $k = \frac{300.000}{1.371.000}$, т.-е. около 22%. Если предполагать более подходящие к условиям действительности результаты, то коэффициент k получается меньше и вообще, смотря по роду работы, как показали более поздние исследования, он колеблется от 1% до 20%.

Далее следуют работы *Chauveau*, который воспользовался формулой

$$D = A + Q_1 + Q_2,$$

где D — общее потребление энергии, A — работа двигателя, Q_1 — энергия доставляемая двигателю, если он поддерживает груз, Q_2 — энергия, доставляемая двигателю, идущему вхолостую со скоростью, одинаковой с той, с которой он идет, совершая работу A. *Chauveau* однако не удалось точно проверить свою формулу на мускуле из-за невозможности выразить численно все члены формулы, и в лучших случаях можно было получить только приближенно значение D.

Zuntz получил коэффициент полезного действия всего организма, изучая с одной стороны обмен при ходьбе по ровному месту и с другой обмен при подъеме, когда совершается определенная работа. Увеличение обмена, выражаемое в калориях, и идет по *Zuntz*'у на работу подъема.

Для вырезанных лягушечьих мышц *Fick* находит $k = 25\% - 30\%$. *Bernstein*, рассматривая работу мышцы, как следствие капиллярных сил, находит $k = 20\%$.

Особняком стоят работы *Baron*'а и *Pólányi*, которые исходили при своих подсчетах из определенных реакций в теле животного и подчисляли, какую работу могут дать эти реакции; авторы предполагали, что реакция течет при постоянной температуре и что, например, виноградный сахар превращается в CO_2 и H_2O по формуле $C_6H_{12}O_6 + 6O_2 = 6CO_2 + 6H_2O$ ($t = 37^0 C$). Такие же схемы для белков, жиров и т. д. „Вполне убедительных результатов для приложимости 2-го принципа, однако, эти опыты не дали", как и отмечает *Wachtel*.

Подводя итоги всему приведенному и принимая во внимание, что k колеблется от 1% до 30%, *Wachtel* приходит к справедливому заключению, что количественного подтверждения приложимости 2-го принципа термодинамики к жизненным явлениям не существует, хотя все качественные явления говорят в пользу приложимости.

П. Лазарев.

Радиоактивность и физиология.

H. Zwaardemaker. On physiological radioa-ktivity. Journal of Physiology. Vol. LIII, p. 273 (1920).

За последние пять лет утрехтский физиолог *Zwaardemaker* сделал целый ряд сообщений о своих работах из области радиоактивных явлений на почве процессов в живом организме. В указанной статье дается краткая сводка этих работ. В теле человека, главным образом, в клетках мышц и красных кровяных телец содержится 40 гр. калия. Кроме этого, фиксированного в клетках количества, в нашей крови содержится калия в виде свободного иона около 1 грамма. Согласно представлению автора этот циркулирующий в крови калий способен развивать радиоактивное действие; что калий вообще имеет радиоактивные свойства и относится к легким радиоактивным элементам, как рубидий, а также и цезий, доказано было *Campbell*'ем и *Wood*'ом. Исходным фактом для *Zwaardemaker*'а служит следующий, установленный им и его сотрудниками, ряд опытов. Известно, что, если в так наз. жидкости *Ringer*'а отсутствует хлористый калий, то лягушечье сердце, промываемое такою жидкостью, перестает сокращаться. Прибавление калия в соответствующей дозе вновь вызывает сокращение сердца. Уже *Ringer* указывал, что можно взять соседний с последним в ряду менделеевской системы рубидий, и в полученном, таким образом, растворе сердце работает неопределенно долго. *Zwaardemaker* идет дальше и обращает внимание на то, что замена в *Ringer*'овской жидкости калия рубидием зависит не от химической близости этих металлов, а оттого, что один и другой радиоактивны. Благоприятное действие на сердце калия и рубидия приписывается, таким образом, их радиоактивности. *Zwaardemaker* доказал прямыми опытами, что в жидкости *Ringer*'а можно вместо калия взять не только рубидий, но и всякий другой тяжелый радиоактивный элемент, как уран, торий, радий, ионий, лантан, церий, нитон. Существенным пунктом всей аргументации автора является то обстоятельство, что все эти элементы заме-

няют калий, хотя и не родственны ему по химическим свойствам и отстоят от него далеко в системе элементов, что замена их идет не в эквимолекулярных отношениях, а именно в эквирадиоактивных отношениях. Каждый из перечисленных радиоактивных элементов, будь он легкий или тяжелый, является заместителем калия в *Ringer*'овской жидкости. Удивительным и в сущности не совсем ясным представляется то обстоятельство, что если мы в жидкость *Ringer*'а на ряду с калием или рубидием введем еще какой-нибудь из перечисленных тяжелых радиоактивных элементов, то получится не суммация их влияний, а, наоборот, вычитание. Таким образом можно приготовить жидкость *Ringer*'а содержащую хлористый калий и азотнокислый уран в количествах, совершенно уравновешивающих друг друга, и такая жидкость будет действовать таким же образом, как жидкость *Ringer*'а, лишенная калия: и одна и другая жидкость, пропущенная через вырезанное лягушечье сердце, вызовут остановку его сокращений. Такое сердце, как утверждает *Zwaadermaker*, можно опять заставить нормально работать, если направить на него излучение, исходящее из какого-нибудь радиоактивного элемента, как радий или мезоторий. К сердцу, остановившемуся вследствие пропускания Рингеровской жидкости, лишенной калия (или содержащей, кроме калия, уравновешивающее его количество урана), подносят стеклянную трубочку, содержащую 5 мгр. мезотория или 3 мгр. радия на расстоянии около одного сантиметра от сердца, и последнее начинает сокращаться. Этот опыт побуждения сердца к деятельности при помощи радиоактивности наиболее поразителен из всего, что сообщает *Zwaardemaker*. Из дальнейшего изложения оказывается, однако, что опыт этот не всегда одинаково успешен. Иногда сокращения восстанавливаются через три минуты после начала радиации, иногда позже, лишь по истечении часа, в среднем после 28 минут. По следам *Zwaardemaker*'а пошли и другие исследователи. Так, например, *Hamburger*, известный физиолог в Groningen'е, показал, что *Ringer*'овский реактив, лишенный калия и пропускаемый через лягушечью почку, ведет к тому, что клубочки почки не удерживают виноградного сахара, приближение к почке радия восстановляет ее свойство удерживать глюкозу. Мы приведем выводы *Zwaardemaker*'а полностью:

1. В большом количестве систем атом калия в отношении его функции может быть заменен всяким другим радиоактивным элементом, тяжелым или легким, в эквирадиоактивной дозе.

2. Вещества, высылающие α лучи, и вещества, высылающие β-лучи будучи применены одновременно, действуют противоположно.

3. Калий (как носитель физиологической радиоактивности) есть раздражитель для целого ряда клеток; он восстановляет и поддерживает их функции, если приведен в контакт с поверхностью клеток, как свободный ион, содержащийся в циркулирующей жидкости.

4. Свободная радиоактивная радиация может заменять калий, если последний предварительно удален из циркулирующей жидкости.

А. Ф. Самойлов.

Простые тоны и их основные свойства.

Beiträge sur Akustik und Musikwissenschaft herausgegeben von *C. Stumpf*:

1. *W. Köhler*, Akustische Untersuchungen I, 1909, Heft 4.
2. *P. Liebermann* u. *G. Reverz*, Ueber Ortophonie, 1909, Heft 4.
3. *W. Köhler*, Akustische Untersuchungen II, 1911, Heft 6.
4. *C. v. Maltzew*, Das Erkennen sukzessiv gegebener musikalischer Interwalle in der äusseren Tonregionen, 1913, Heft 7.
5. *C. Stumpf*, Ueber neuere Untersuchungen zur Tonlehre, 1915, Heft 8.

Простые тоны отличаются друг от друга по их силе и высоте. Это, казалось, бесспорное положение претерпело в кругах психологов в течение последнего времени некоторое существенное изменение: простому тону приписываются, помимо его силы и высоты, некоторые иные первоначальные качества. Большинство относящихся сюда работ произведено в лаборатории профессора *C. Stumpf*'а в Берлине и отпечатано в его журнале; ниже приведены рефераты этих работ.

Если мы, начиная от какого-нибудь исходного простого тона, станем последовательно увеличивать число его колебаний, то мы будем переходить к тонам все больше и больше отличающимся от начального тона. Однако, вскоре мы заметим, что прогрессивное повышение тона ведет к тому, что он начинает все больше и больше напоминать первоначальный тон, и это сходство достигает максимума, когда оба тона находятся друг к другу в октавных отношениях. Транспонирование какой-нибудь музыкальной фразы на октаву не изменяет ее существенно. Желая пропеть какую-нибудь знакомую нам мелодию, мы нередко ошибаемся на одну и две октавы, совершенно не замечая этого. Перечисленные и подобные им факты приводят к мысли, что два тона, находящихся в октавных отношениях, отличаются друг от друга, но в то же время и имеют нечто общее, сходное. То, что два октавных тона имеют общего, психологи относят на счет их качества (*Qualität*) то, что отличает два октавных тона друг от друга, психологи называют теперь обыкновенно не высотою, а яркостью (*Helligkeit*).

Обстоятельство, что октавные звуки имеют нечто общее и в то же время нечто различающее их, уже давно известно, и, если психологи оказались вынужденными теперь различать на основании этого качество и яркость тона, то это находится в связи с некоторыми новыми фактами. В работе 2-й приведен случай патологического изменения слуха, когда основные свойства тона, яркость и качество, разъединены друг от друга. На одном интеллигентном больном с хорошим музыкальным слухом можно было установить, что одно его ухо временами, во время приступов болезни, не различало никаких интервальных свойств в пределах g^2—dis^4, между тем, как различия высоты оставались неизменными. Нужно думать, что подобное разъединение встречается не только в патологических случаях; сюда относится, очевидно, и обширный класс „немузыкальных" людей, которые без труда отличают яркость (высоту), но не разбираются в качестве звуков. В крайних для нашего слуха пределах звуков мы все страдаем этим: выше звуков c^5 мы еще улавливаем, что один звук выше другого, но качество звука все больше и больше кажется поблекшим. Особенно интересна переходная к высшим звукам область, когда мы еще способны различать качество и интервал, т.-е. во второй половине четвертой октавы и первой половине пятой октавы: здесь, по мере повышения, тон оценивается как более низкий и в связи с этим интервал между двумя октавами как более тесный, чем это соответствует числу колебаний. Этим вопросом занималась *Е. Мальцева*, представившая очень обстоятельное исследование (4). *Мальцева* доказала, что, если мы к тону c^4 возьмем тон с удвоенным количеством колебаний, то в результате получатся не интервал октавы, а интервал, оцениваемый нами, как большая септима. Подобные же отношения *Мальцева* предполагает и в областях звуков, переходных к низким предельным звукам.

Кроме отмеченного „качества" (*Qualität*) тона, последнему приписывается еще другое основное свойство,—именно „гласность" (*Vokalität*). Если бы мы пожелали расположить наши главные звуки в известном порядке, то, как это нередко уже раньше отмечалось, мы большею частью пришли бы к такому порядку: У, О, А, Е, И — в этом порядке нам казалось бы, что мы переходим от более низкого звука к более высокому. Большая часть акустиков встречалась с фактом, что в простом тоне слышится иногда ха-

рактер гласного звука, так, например, камертон звучит на гласную „У". Уже давно утверждали, что, если повышать тон последовательно, то можно слышать весь порядок, гласных: У, О, А, Е, И. Этот вопрос очень подробно разработан *Köhler*'ом (1 и 3). *Köhler* доказывает, что в определенных точках непрерывно повышающегося ряда тонов мы слышим с полною отчетливостью гласные звуки, причем эти определенные точки отстоят друг от друга на величину октавы. Гласные слышны хорошо и отчетливо только на тонах определенной высоты, именно: c^1 — „У", c^2—„О", c^3—„А", c^4—„Е", c^5—„И". Если мы возьмем не указанные тоны, а промежуточные, напр., то услышим гласную неопределенную, ибо она будет промежуточною между У и О. Точно так же g^1 дает гласную, промежуточную между О и А. Таким образом видно, что только на немногих определенных местах мы можем воспринимать отчетливо главный характер тона, большею же частью он трудно определим. Этим и объясняется, что до сих пор это новое качество тона, его *Vokalität*, не было с определенностью констатировано. Многосторонность тона с его свойствами яркости и качества наводят *Stumpf*'а (5) на мысль о том, что эти два свойства развивались на фоне эволюции животных форм неодновременно. Это же, как выясняется теперь, следует принимать по отношению к световым ощущениям: бесцветное ощущение более раннего возраста, чем цветное. Наиболее ранней формой звукового раздражения был, вероятно, шум; периодическое колебание, в особенности синусоидальное, продукт позднейший. Вместе с появлением звуков плавных, ровных, должна была развиваться способность различать высоту (яркость) звука. Физиологические опыты последнего времени учат, что животные, напр., собаки, отличают чрезвычайно тонко звуки по их высоте; но у них отсутствует еще или слабо развита способность отличать качество. Впоследствии, вместе с развитием центральной нервной системы в сторону гемисфер, у человека способность различать в тонах качество становится все больше и больше определенной и в историческую эпоху нашей жизни приводит нас к установке наших музыкальных интервалов.

А. Самойлов.

Роль валентности при электрокоагуляции коллоидов.

W. Ostwald. Über die Rolle der Wertigkeit bei der Elektrolytkoagulation besonders der Suspensoide. Kolloid-Zeitschrift, B. 26, Januar 1920.

Валентность с точки зрения электронной теории обусловливается периферическими электронами. Этим дается простое объяснение значения валентности для целого ряда физических и химических процессов.

Если коагуляция коллоида вызывается адсорбцией ионов на гранулы коллоидального раствора, то увеличение валентности иона должно при прочих равных условиях ускорить коагуляцию. *Ostwald* подвергает подробному критическому разбору имеющийся экспериментальный материал и приходит к выводу, что определенного, всегда наблюдающегося эффекта ускорения адсорбции и коагуляции с увеличением валентности не наблюдается. Правило—увеличивается валентность, ускоряется коагуляция—является грубым (имеется ряд исключений). Нужно думать, что побочные процессы (образование оболочки около ионов, изменение вязкости и пр.) маскируют влияние валентности.

Б. Ильин.

Поглощение силы тяжести.

Q. Majorana, On gravitation. Theoretical and Experimental Researches. Phil. Mag. 39, p. 488. (1920).

В связи с возбуждавшим в последние годы столь большой интерес общим принципом относительности и связанной с ним теорией тяготения, начали за последнее время появляться новые экспериментальные исследования, цель которых пересмотреть наши основные представления о силе тяжести. К этим работам относится и реферируемая работа *Q. Majorana*, изучавшего специально вопрос о поглощении силы тяжести материей.

Теоретические исследования *Q. Majorana* сводятся к следующему:

Пусть Φ поток силы тяжести в телесном угле $d\omega$, пусть dm масса, вызывающая силу тяготения, пусть, наконец, k постоянная тяготения, тогда

$$\Phi = k\,\frac{dm\;d\omega}{4\pi},$$

согласно основному закону Ньютона.

Пусть, затем, x толщина поглощающей среды, через которую проходит поток Φ, H коэффициент поглощения, δ_v — величина, которую *Majorana* называет „истинной плотностью", тогда по *Majorana* должно иметь место соотношение:

$$\Phi = k\,\frac{dm\;d\omega}{4\pi}\,e^{-Hx} = k\,\frac{dm\;d\omega}{4\pi}\,e^{-h\,\delta_v\,x}$$

Это выражение для Φ *Majoran* применяет к шару с постоянной „истинной" плотностью δ_v, и с радиусом R. С помощью простых вычислений он находит, что полный поток силы, исходящий из этого шара, будет:

$$F = k\pi\;\delta_v\;R^3\left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p}\left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3}\right)\right], \text{ где } p = R.H$$

Пусть M_a та „кажущаяся" масса шара, которой по нашим обычным представлениям следует приписать действие тяготение, тогда $F = kM_a$

и
$$M_a = \pi\,\delta_v\;R^3\left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p}\left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3}\right)\right]$$

Положим
$$\psi = \frac{3}{4}\left[\frac{1}{p} - \frac{1}{2p^3} + e^{-2p}\left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{2p^3}\right)\right]$$
и назовем

$M_v = \frac{4}{3}\,\pi\,R^3\,\delta_v$ „истинной" массой шара; имеем: $M_a = M_v\,\psi$; $\delta_a = \delta_v\,\psi$.

При $p = HR = o$, т.-е. при $H = o$ или $R = o$, имеем $\psi = 1$. При возрастании p т.-е. при увеличении поглощения или радиуса шара, от которого зависит кажущаяся масса, ψ быстро уменьшается.

Из $p = RH = R\delta_a\frac{h}{\psi}$ следует $h = p\psi\,\frac{1}{R\,\delta_a}$.

R и δ_a для частных случаев известны (напр., для солнца).

При увеличении δ_v величина ψ уменьшается, в пределе для $\delta_v = \infty$, $p = \infty$, $\psi = o$ величина ψ имеет предельное значение, которое из данных я о солнца ($R = 6{,}95.10^{10}$ и $\delta_a = 1{,}41$) выводится равной $h = 7{,}64\;10^{-12}$.

Постоянную h *Majorana* считает „универсальной постоянной".

Этим теоретические исследования *Majorana* ограничиваются.

Пусть имеется теперь маленький шарик с истинной массой m_v и пусть он находится в большем шаре с радиусом r и плотностью δ; соотношение между „кажущейся" массой и „истинной" будет

$$m_a = m_v\, e^{-h\delta r} = m_v\,(1 - \delta_v\, hr + \ldots\ldots)$$

Приближенно $\varepsilon = m_v - m_a = m_v\, h\, \delta r$

Если взять $m_v = 1$; $\delta = 13{,}60$ (ртуть), $r = 10$ и $h = 7{,}64.10^{-12}$, то $\varepsilon = 1{,}4.10^{-7}$ gr.

Эту разницу в весе *Majorana* и считает возможным определить из опыта:

К чувствительным весам, с одной стороны коромысла, на длинной нити подвешен свинцовый шар весом в 1274 кило. Этот шар может быть окружен со всех сторон ртутью, общий вес которой 104 кило и так, чтобы ртуть ни к шару, ни поддерживающей его нити не прикасалась. Шар взвешивается окруженный ртутью и без ртути.

При этом наблюдалась разница в весе, равная

$$\varepsilon = 0{,}00209 \pm 0{,}00007 \text{ mgr.}$$

Соответствующая такому ничтожному весу,—при сравнительно большой общей нагрузке весов,—чувствительность достигается тем, что наблюдения производятся зеркалом и шкалой на расстоянии двенадцати метров от зеркала (!). При непостоянном положении ноля шкалы, кривые дающие точки равновесия для весов в присутствии ртути и без нее (если нанести их как функции времени), располагаются так, что находятся на определенном расстоянии друг от друга. Это расстояние и дает ε и не может быть сомнения в том, что, действительно, в присутствии ртути положение равновесия весов другое, чем без ртути.

Majorana исследует всевозможные причины, которые могли бы вызвать эту разницу в весе. Результат этого исследования в Phil. Mag. не приведен. Он кратко резюмирован в следующей таблице:

ТАБЛИЦА.

	mgr.	
Наблюдаемый эффект.	0,00209	± 0,00007
Действие силы тяжести, вызываемой ртутью	— 0,00085	
„ „ „ „ сосудом	0,00007	
„ „ „ „ некоторыми вспомогательными частями прибора.	— 0,00034	
Поправка на перемещение ноля	0,00001	
Наибольшая допустимая ошибка, происходящая от ассиметрии прибора		± 0,00009
Действительное отклонение ε =	+ 0,00098	± 0,00016

Majorana перечисляет также и другие причины, могущие на первый взгляд влиять на результат опыта и именно:

1) пертурбации механического характера, 2) пертурбации калорического характера, 3) радиометрические действия, 4) магнитные действия, 5) электростатические действия, 6) электромагнитные действия.

Но *Majorana* полагает, что они не могут заметно повлиять на результат опыта. Так как в реферируемой статье никаких объяснений по этому поводу не дается, то трудно сделать какое-нибудь заключение о правиль-

ности его выводов. Несомненно, однако, что *Zeeman*, сравнивая по способу *Eötvös'a* инертную и тяготеющую массы и имея дело с наблюдениями приблизительно той же самой точности, что и *Majorana*, обнаружил в некоторых случаях настолько сильное влияние магнитного поля, что оно совершенно маскировало истинный ход вещей.

Так как в опыте *Majorana*

$$\varepsilon = 9{,}8.10^{-7}\ gr.;\ m_v = 1278\ gr.;\ \delta = 13{,}60;\ \gamma = 8{,}40$$

то

$$h = 6{,}73.10^{-12}$$

что очень хорошо согласуется с теоретическим числом, приведенным выше.

В приложении к солнцу это дает, если положить $\delta_a = 1{,}41$, для истинной плотности величину приблизительно в три раза большую: $\delta_v = 4{,}27$.

Слишком краткое изложение работы в Phil. Mag. не позволяет дать строго критический разбор полученных результатов. Необычайно высокая чувствительность прибора и может быть слишком хорошее совпадение вычисленного и наблюденного значения для h заставляет высказать пожелание, чтобы проектируемые *Majorana* повторения этих опытов на более широких основаниях были бы опубликованы с достаточными подробностями не только в исключительно спец альных изданиях, но и в широко распространенных физических журналах. Не подлежит сомнению, что полученный *Majorana* результат, если только он подтвердится, будет иметь огромное теоретическое значение.

В. Фредерикс.

Отношение массы к весу для кристаллов и радиоактивных веществ.

P. Seeman. Some Experiments on gravitation. The ratio of mass and weight for crystals and radioactive Substances Koninklijke Akademie van Wetenschappen. The Amsterdam. Proceedings Vol. XX № 4, p. 542.

Автор прежде всего указывает на тот интерес, который приобрел в последнее время в связи с общим принципом относительности вопрос об отношении массы к весу. Только в том случае, если существует силовое поле, дающее одинаковое ускорение веса телам, возможно „создать" поле тяготения преобразованием координат.

Самым чувствительным методом определения этого соотношения следует признать метод *Eötvös'a*, пользовавшегося крутильными весами следующим образом. Две разных массы (напр., пробка и латунь) одинакового веса подвешивают к двум концам стержня крутильных весов. Стержень этот имеет направление *WO*. Силы, действующие на обе массы, будут: 1) сила тяготения пропорциональная весу и 2) сила центробежная пропорциональная массе. Если веса обоих масс одинаковы, но массы по величине различны, то равнодействующие для двух масс имеют разное направление, что создает пару сил, закручивающую весы на некоторый угол α. Если повернуть весы на 180, то пара сил будет иметь обратное направление и закручивание произойдет в обратном направлении, на угол $-\alpha$; угол 2α может легко быть определен из опыта. Согласно опытам *Eötvös'a*, принимая во внимание возможные погрешности в наблюдениях, отношение веса к массе остается постоянным с точностью до $\frac{1}{2.10^7}$.

Зееман повторяет опыты *Eötvös'a* с целью выяснить это соотношение для „ориентированных" кристаллов и для радиоактивных веществ. *Зееман*

прежде всего усовершенствует крутильные весы *Eötvös'a* делая их более чувствительными. Результаты его опытов следующие:

1) *Влияние ориентации кварцевого кристалла на отношение массы к весу меньше, чем* $\frac{1}{30.000.000}$ *веса кристалла.*

2) *Для урана отклонение от закона постоянства отношеня веса к массе меньше* $\frac{1}{20.000.000}$ *веса вещества.*

Значение этого второго вывода важно еще в следующем отношении; радиоактивные вещества включают огромные количества энергии; так один грамм радия в течение своей жизни, не считая продуктов распада, включая сюда и радий *F*, выделяет 3,7.10[9] калорий, что, согласно нашим настоящим взглядам на энергию, соответствует 0,6 10^{-4} gr. массы. Имеет ли эта энергия, которая находится в радиоактивном веществе, и которая будет в течение его жизни потеряна им в виде определенного количества калорий, не только массу, но и вес? Вот на этот чрезвычайно интересный вопрос опыт *Зеемана* и дает утвердительный ответ, так как количество энергии, находящейся в радиоактивном веществе, вполне достаточно для того, чтобы обнаружить его вес, если допустить, как это теперь обычно делается, что оно имеет массу [1]).

В. Фредерикс.

Попытка истолкования результата опыта *Michelson'a.*

R. Birkeland. An attempt to explain the Michelson Interference—Experiment Philosophical Magazine, 37, p. 150 (1919).

Результат опыта *Michelson*'a равносилен по *Birkeland*'у *анизотропии эфира* вокруг земли. Анизотропия может возникать вследствие движения земли, при чем степень анизотропности должна уменьшаться с возрастающим расстоянием от земли. Если скорость света в направлении движения земли *C*, то из опыта *Майкельсона* следует, что скорость света в некотором направлении, образующем с направлением земли угол φ, будет:

$$C_\varphi = C\left(1 - \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\sin^2\varphi\right)$$

Частота световых колебаний, распространяющихся из некоторой точки на поверхности земли, не должна зависеть от направления.

Написанная выше формула пригодна очевидно только на поверхности земли. Вопрос о зависимости $C\varphi$ от расстояния от земли *Birkeland*'ом не рассматривается.

С. Вавилов.

Измерение длины свободного пути нейтрального атома.

Max Born Eine direkte Messung der freien Weglänge neutraler Atome. Phys. ZS., 21, p. 518, 1920.

Идея метода, которым пользовался автор, чрезвычайно проста. Имеется *Knudsen*'овский одномерный луч из серебра, в него на определенных расстояниях помещаются зонды, доходящие до центра луча; относительные толщины, осевшего на зондах серебра определяются при помощи фотометра, отсюда уже легко подсчитывается длина свободного пути.

---

[1]) Под словом „масса" здесь следует подразумевать то, что часто теперь называют более пространно „инертной массой".

Кварцевая трубка около 3 см. диаметром соединена при помощи шлифа со стеклянными частями аппарата, на дне этой трубки помещается кусочек серебра, над ним в трубку вставляется латунный цилиндр, имеющий снизу по оси трубочку диаметром в 3 мм.; этот цилиндр внутри себя несет четыре перегородки, отстоящие друг от друга на расстоянии 1 см. и имеющие в центре отверстия диаметром 5 мм. Зондами служили стеклянные пластинки в виде квадрантов. Размещались они следующим образом: первая стеклянная пластинка-квадрант располагалась на первой перегородке так, чтобы центр ее совпал с осью луча, помещаемая на второй перегородке, вторая пластинка повертывается относительно первой на 90° и т. д., так что каждая стеклянная пластинка-квадрант уловляет только соответствующую ей часть серебряного луча.

Снаружи к стенкам кварцевой трубки прилегает латунный ящик с твердой углекислотой; непосредственно к дну трубки—электрическая печь, при помощи которой кусочек серебра мог быть расплавлен и обращен в пар.

Давление измерялось при помощи манометров *Mac Leoda* и *Knudsen*'а.

При давлении $p = o$ уменьшение зачернения на 4-х последовательных квадрантах было ничтожно, но уже давление $p = 5{,}8.10^{-3}$ мм. рт. столба вызывает сильное уменьшение зачернения с расстоянием (столкновение атомов серебра с молекулами воздуха). Об этих толчках можно судить и потому, что граница осадка при этом давлении размыта, тогда как в первом случая ($p = o$) чрезвычайно резка.

Как я уже упомянул выше, сравнение относительных толщин осадков производилось при помощи фотометра.

Автор из предварительных результатов подсчитывает длину свободного пути. Если D_{10}—толщина слоя серебра на первом квадранте при наивысшем вакууме, то толщина слоя при средней длине свободного пути λ — будет

$$D_1 = D_{10}\, e^{-\frac{z_1}{\lambda}},$$

где z_1— расстояние первого квадранта от источника луча; точно так же для второго квадранта (пластинки-зонда) имеем:

$$D_2 = D_{20}\, e^{-\frac{z_2}{\lambda}},$$

Из этих двух формул: $$\lambda = \frac{Z_2 - Z_1}{\log\left(\frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{D_{20}}{D_{10}}\right)}.$$

У автора $Z_2 - Z_1 = 1$ см., выражение $\frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{D_{20}}{D_{10}}$ равно 1,8 или 1,5

и для $p = 5{,}8.10^{-3}$ мм. он получает $\lambda = 1{,}7$ см. или $p\lambda = 9{,}9.10^{-3}$
„ $p = 4{,}[illegible].10^{-3}$ „ „ „ $\lambda = 2{,}4$ „ „ $p\lambda = 10{,}8.10^{-3}$

Имея в виду, что здесь даны предварительные результаты — $p\lambda$ надо считать достаточно постоянным.

Далее автор, принимая во внимание найденный результат для $p\lambda$ и пользуясь *Maxwell*'овым выражением для длины свободного пути λ, подсчитывает расстояние δ между центрами молекулы воздуха и атома серебр в момент удара и находит $\delta = 2{,}6.10^{-8}$ см., что достаточно хорошо совпадают с порядком величины диаметра атома.

Т. Молодый.

Непосредственное измерение тепловых молекулярных скоростей.

O. Stern. Eine direkte Messung der thermischen Molekulargeschwindigkeit. Phys. Zeitschrf. 21, p. 582, (1920).

Stern осуществил непосредственное измерение молекулярных скоростей следующим образом. Слегка посеребренная платиновая проволочка накаливалась в вакууме током до такой степени, что серебряная оболочка плавилась и испарявшиеся атомы серебра разлетались радиально во все стороны. Параллельно накаливаемой проволочке устанавливалась щель, за которой помещалась стеклянная пластинка. Щель пропускала только узкий пучок атомов серебра, осаждавшихся в виде тонкой полоски на стеклянной пластинке. Вся система, т.-е. проволочка, щель и стеклянная пластинка были закреплены на общей рамке, которую можно было быстро вращать вокруг оси, проходившей через середину проволочки и щели. Благодаря тому, что молекулы обладают некоторой конечной скоростью, им требуется некоторое время для прохождения от щели к стеклянной пластинке, результатом чего явится смещение серебряной полоски, оседающей на стекле относительно направления проволочки в направлении, противоположном вращению системы. Зная скорость вращения, угол смещения и размеры системы, можно вычислить среднюю скорость движения молекул. Найденное автором числа хорошо совпадают с теоретическими.

С. Вавилов.

Определение величины и внутренней структуры коллоидальных частиц при помощи рентгеновских лучей.

P. Scherrer. Bestimmung der Grösse und der inneren Structur von Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen. Nachrichten v. d. Kön. Gesellschaft d. Wiss. zu Göttngen. H. 1, p. 98, 1918.

Внутренняя структура коллоидальных частиц до сих пор не установлена. *P. Scherrer*, применив метод интерференции рентгеновских лучей от беспорядочно расположенных частиц исследовал внутреннее строение типичных неорганических и органических коллоидов.

Возможны два случая:

1) Коллоидальные частицы обладают *кристаллической структурой.* Тогда мы должны ожидать рентгенограммы с богатым числом интерференционных полос, расположенных характерным образом для данной кристаллической решотки. При чем *положение* этих полос от величины отдельной кристаллической частицы совершенно не зависит, а определяется исключительно их пространственной решоткой; *ширина* же интерференционной полосы зависит от величины отдельных кристалликов.

2) Коллоидальные частицы *аморфны.* Тогда рентгенограмма даст один или два очень слабых maximum'а вблизи падающего рентгеновского луча, и в этом случае трудно что-либо сказать о внутреннем расположении атомов.

Рассматривая с этой точки зрения полученные им рентгенограммы различных коллоидов, *Scherrer* нашел, что:

1) Коллоидальные частицы золота и серебра—кристаллична и дают точно такую же пространственную решотку, как и макроскопические кристаллы золота. Замечательно, что даже частицы невидимые в ультрамикроскоп обладают той же пространственной решоткой.

2) Гели кремневой и оловянной кислот рядом с признаками аморфных тел дают чрезвычайно яркую интерференционную картину, так что эти тела можно рассматривать, как тела „готовые к кристаллизации".

3) Типичные органические коллоиды (яичный белок, желатина, казеин, крахмал и т. д.)—аморфны. Вероятнее всего, что частицы этих коллоидов состоят из отдельной молекулы или же из ряда беспорядочно расположенных молекул.

Т. Молодый.

Ориентировка атомов в кристалле.

T. R. Merton. An Experiment relating to atomic orientation Phil. Mag. 38, p. 463, (1919).

В современных теориях строения атома *Rutherford*'а - *Bohr*'а предполагается, что атомная структура такова, что можно говорить об оси атома, перпендикулярной к плоскости электронных орбит. С другой стороны, в настоящее время прочно установлена правильность расположения атомов в кристалле. Возникает вопрос, ориентированы ли оси атомов кристаллической решотки также вполне определенно, или же наклон их распределяется по закону случая. Если предполагать зависимость направления выбрасывания α и β-частиц радиоактивными атомами от направления их оси, то является возможность экспериментально решить вопрос о регулярной или же хаотической ориентировке атомных осей в случае радиоактивных кристаллов. В случае регулярной ориентировки число α-и β-частиц, посылаемых разными гранями кристалла, должно быть различным. Автор проделал соответствующий опыт с большим кристаллом азотнокислого урана. Для измерения активности служил электроскоп, типа *Rutherford*'а. С точностью до 3% количество α-частиц, посылаемых разными гранями кристалла, оказалось одинаковым. Таким образом, либо направление выбрасывания α частицы ядром радиоактивного атома не зависит от направления оси атома, либо атомные оси расположены в кристалле по закону случая. Однозначного ответа на поставленный выше вопрос опыт *Merton*'а дать не в состоянии.

С. Васильев.

Расположение электронов в атомах и молекулах.

J. Langmuir. The Arrangement of Elektrons in Atoms and Molecules. Physical Review 22, pp. 505, 587, 7895 (1919).

В основу теории легли представления о „кубических" атомах *Lewis*'а [1]) и о насыщенных и ненасыщенных атомных кольцах *Kossel*'я [2]). Сопоставляя результаты этих работ с формулой *Rydberg*'а [3]), выражающей атомный номер благородных газов в виде ряда: $N = 2\ (1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2 + \ldots)$ автор приходит к заключению, что целый ряд физических и химических свойств элементов и соединений можно объяснить, если принять следующие постулаты.

1) Электроны в атомах благородных газов располагаются в парных плоскостях, симметричных относительно ядра. Атомы имеют ось симметрии, перпендикулярную к этим плоскостям.

---

1) *Lewis.* Journ. Amer. Chem. Soc. **38**, p. 362 (1916).
2) *Kossel.* Amer. Physik. **49**, p. 229 (1916).
3) *Rydberg.* Phil. Mag. **26**, p. 144 (1914).

2) Электроны находятся внутри ряда концентрических шаровых слоев одинаковой толщины, радиусы которых относятся как 1:2:3:4: . . . . . , а поверхности, как $1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 : \ldots\ldots$

3) Каждый сферический слой распадается на несколько ячеек равного объема. Первый слой (в сущности шар), содержит две ячейки, отделенные друг от друга экваториальной плоскостью. Второй слой распадается на 8 ячеек, *третий на 18 и т. д.*

4) Каждая из двух внутренних ячеек может содержать только по одному электрону, все же остальные—по два или по одному.

5) Электроны воздействуют *друг на друга электростатическими* и электромагнитными силами, уравновешивающимися взаимно.

6) В случае превышения предельного устойчивого количества электронов во внешнем слое — начинают преобладать электростатические силы и излишний электрон отталкивается в следующий слой.

7) Свойства атома обусловлены числом электронов во внешнем слое.

8) Наиболее устойчивыми и симметричными являются расположения электронов в благородных газах, характеризующихся максимальными внутренними силами, при минимальных внутренних полях.

9) Наиболее устойчивой системой является атом гелия.

10) Очень устойчивой является система, состоящая из одного ядра и восьми электронов, располагающихся вокруг него („octet").

11) У двух „octet'ов" могут быть взаимно связаны одна, две, три или более пар электронов. Точно также связь может оказаться и между „октетом" и устойчивой системой, построенной наподобие атома гелия.

Ни один из электронов не может участвовать более, чем в двух „октетах". Электроны могут переходить из одного „октета" в другой.

Расположение электронов в „октете" может быть двух родов: или по одному в вершинах куба (с положительным ядром в центре), или — по два (связанных электромагнитными силами) в вершинах правильного тетраэдра.

В *атомах всех* элементов, кроме инертных газов, внешние электроны не образуют полных „октетов", а потому они вступают в химические соединения между собой, при чем электроны из одного атома переходят в другой для образования полного „октета".

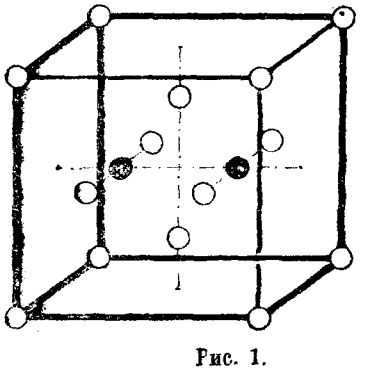


Рис. 1.

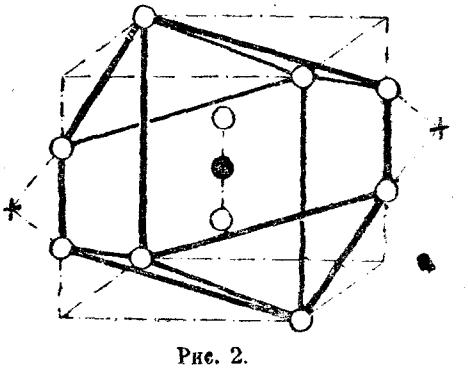


Рис. 2.

Теория *Langmuir*'а, к сожалению, пока лишена математической обработки и не объясняет, почему электроны остаются на своих местах в состоянии покоя (впрочем, автор ссылается на работу J. J. Thomson'а, исследовавшего равновесие атомных систем с точки зрения „силовых трубок"), но схемы, предложенные *Langmuir*'ом, очень наглядно иллюстрируют целый ряд химических и физических процессов: образование сложных соединений, плавление, кипение, *электропроводность*.

В качестве примера приведем модели a) молекулы воды и b) молекулы азота.

a) У воды черный кружок на рис. 1 обозначает ядро кислородного атома, черные крестики—ядра водородных атомов, а белые кружки — электроны. Электростатические силы сместили четыре электрона из вершины куба, где они находились в молекуле кислорода.

b) Целый ряд свойств азота сближает его с благородными газами, поэтому модель молекулы азота, по теории автора, должна иметь вид, представленный на рис. 2, где черными кружками обозначены ядра атомов азота, соединившихся в молекулу, и белыми кружками—электроны.

Вас. Шулейкин.

Поглощающее сечение молекул в отношении к медленным электронам.

1) *H. F. Mayer.* Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen Ann. d. Phys. 64, p. 45, 1921.

2) *C. Ramsauer.* Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. Ann. d. Phys. 64, p. 513, 1921.

P. Lenard в 1903 г. показал, что поглощение свободных электронов в веществе происходит по обычному абсорпционному, экспоненциальному закону:

$$J = J_0 e^{-apx} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

где J_0 начальная интенсивность электронного потока, J — интенсивность потока после прохождения слоя газа толщиною x и при давлении p, a — удельная абсорпционная способность, пропорциональная, очевидно сечению потока электронов, поглощаемого одной *молекулой.*

Lenard нашел, что величина a увеличивается с уменьшением скорости электронов, ассимптотически приближаясь к постоянной величине, начиная от скоростей, соответствующих приблизительно 10 volt. Явление поглощения электронов в газах в течение многих лет тщательно изучается учениками *Lenard*'а по всем направлениям.

Обе реферируемые работы, вышедшие из лабаратории *Lenard*'а, посвящены вопросу о зависимости величины a от давления газа и скорости электронов для различных веществ. Методы обоих авторов совершенно различны. *Mayer* пользуется для получения медленных электронов катодом с накаливаемой вольфрамовой нитью и наложением добавочных противоположных электрических полей, выделяет достаточно однородные, в отношении скорости, катодные лучи. *Ramsauer* пользуется фото-электронами, достигая большей однородности электронов, но проигрывая в отношении возможности широкой вариации скоростей.

При прохождении параллельного пучка электронов через толщину газов возможны следующие случаи:

1) Электрон не испытывает никакого изменения в отношении направления и скорости движения.

2) Направление и скорость движения электронов несколько изменяются, при чем скорость остается порядка электронной, изменяясь по отношению к средней в очень узких пределах *(диффузия).*

3) Скорости и направления электронов после прохождения через вещество распределяются по обычному закону *Maxwell*'а; абсолютные значения скоростей становятся порядка молекулярных *(абсорпция).*

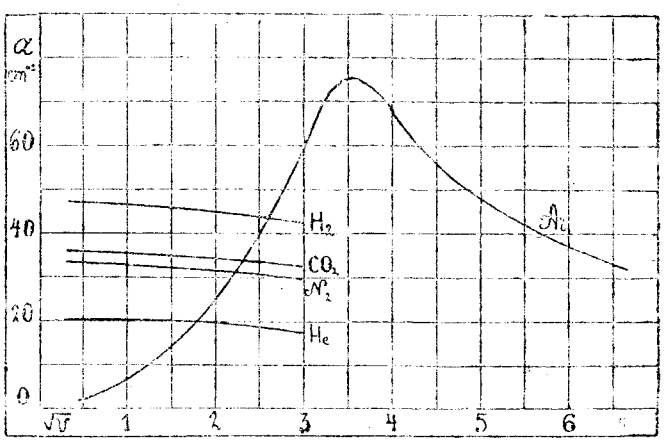
4) Скорости и направления распределяются по тому же закону *Maxwell*'а, однако максимальная скорость остается порядка электронной *(отражение).*

Метод *Ramsauer*'а был разработан с целью изучения суммарной пертурбации в движении электронов, слагающейся из диффузии, абсорпции и отражения, в работе *Mayer*'а можно было определять только количество абсорбированных электронов. Однако, в том интервале скоростей, в котором работали оба автора (1—10 volt), количество абсорбированных электронов настолько велико в сравнении с числом рассеянных или отраженных, что величины, определенные обоими авторами для тех же веществ, практически совпадают. В таблице мы приводим результаты измерений *Ramsauer*'а.

Таблица I.

Вещество.	v	q	r
Воздух	0,80	$8{,}9.10^{-16}$	1,4
Водород. . . .	0,85	$12{,}6.10^{-16}$	3,4
Азот	0,75	$9{,}2.10^{-16}$	1,4
Гелий.	0,75	$5{,}5.10^{-16}$	2,3
Аргон. . . .	0,75	$0{,}75.10^{-16}$	0,14
	1,10	$1{,}60.10^{-16}$	0,30

В таблице v — скорость электронов в вольтах, q — сечение потока электронов, поглощаемого одной молекулой, причем q вычисляется на основании a (форм. (1)), определяемого на опыте, r — отношение q к сечению молекулы, вычисляемому по данным кинетической теории газов. Величина q совершенно не зависит от давления газа и практически не зависит от скорости электронов для небольших скоростей. Единственным исключением является аргон, для которого q сильно увеличивается при небольшом изменении скорости. Совершенно те же, но более полные результаты получены *Mayer*'ом, они приведены на чертеже. По оси абсцисс отложены величины



пропорциональные скоростям в $\sqrt{\text{volt}}$, по оси ординат значения a, кривые проведены точно через многочисленные точки, определенные на опыте. Мы видим, что для всех газов, за исключением аргона, кривые ассимптотически

приближаются к параллельности с осью абсцисс, т.-е. независимости от скорости. Для аргона существуют, как видно из чертежа, резкое „избирательное“ поглощение с максимумом около 12 volt. Следует заметить, что поток электронов в опытах *Mayer*'а не был достаточно однородным, автор оценивает его условную „ширину“ в 0,5 v. Надо думать, что при электронах бол е однородных кривая для аргона получилась бы еще более резкой. Авторы не делают окончательных теоретических выводов из найденных результатов, предполагая дальнейшую разработку найденного ими явления. „избирательного поглощения“ электронов. Отметим чрезвычайно малое значение q для аргона у основания полосы поглощения. Молекула аргона является как бы „прозрачной“ для электронов в противоположность молекулам других изученных газов, для которых „поглощающее сечение“ во всех случаях больше „кинетического сечения“. Изучение q для различных веществ представляет чрезвычайно многообещающий метод для определения пространственной конфигурации молекулярных электро-магнитных полей.

С. Вавилов.

Новое определение заряда атомного ядра.

J. Chadwick. The charge of the Atomic Nucleus and the Law of Force. Phil. Mag. 40, p. 734 (1920).

Заряд атомного ядра является одной из важнейших констант элемента и потому точное определение его представляет собою в высшей степени важную проблему. Уже из ранних наблюдений *Geiger'a* и *Marsden'a* [1]) над рассеянием α — лучей *Rutherford* заключил, что этот зарях равен $^1/_2$ Ae, где A атомный вес элемента, — e заряд электрона. Дальнейшие опыты тех же *Geiger'a* и *Marsden'a* [2]) подтвердили это заключение. Однако экспериментальные трудности позволили им произвести определение заряда ядра лишь грубо, с ошибкой в пределах 20%.

Van den Broek [3]) высказал гипотезу, что заряд ядра равен атомному номеру Z элемента. Эта гипотеза была превосходно использована *Meseley'ем* в его классической работе о рентгеновских спектрах элементов [4]) для объяснения открытого им факта линейной зависимости между частотой колебаний соответствующих линий одного и того же ряда (например K — ряда или L — ряда) и некоторым целым числом, изменяющимся на единицу при переходе от элемента к элементу.

Но наиболее прямым методом определения заряда ядра все же остается изучение рассеяния α-лучей. Главная трудность, которая и обусловила собою большую ошибку в опытах *Geiger'a* и *Marsden'a* сводится к тому, что интенсивность первичного и рассеянного пучка очень сильно отличаются друг от друга, и потому приходится прибегать к различным методам для ее измерения в том и другом случае. — По мысли *Rurherford'a*, *Chadwick* осуществил расположение, позволявшее подсчитывать число α-частиц как в первичном, так и в рассеянном пучке, на одном и том же экране из сернистого цинка. Рассеивающий листок имел, в его опытах, форму не маленького кружка, как у *Geiger'a* и *Marsden'a*, но кольца, стягивавшего значительно больший телесный угол. На чертеже R — источник α-лучей,

---

[1]) *Geiger and Marsden.* Phil. Mag., 25, p. 604 (1913).
[2]) *Geiger and Marsden.* Phil. Mag.
[3]) *Van den Broek.* Phyb. ZS. 14, p. 32 (1913).
[4]) *Moseley.* Phil. Mag. 24, p. 1024 (1913); 29, p. 703 (1914).

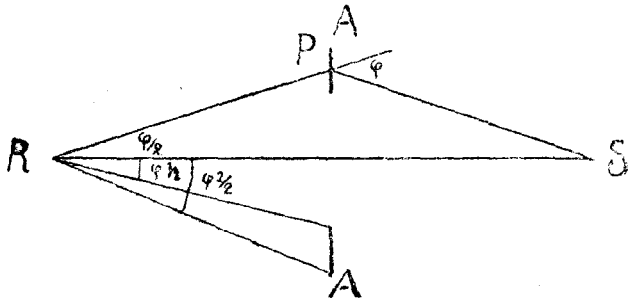
S — экран из сернистого цинка. Рассеивающее кольцо AA' расположено так, что $RA = AS$. При таких условиях можно показать, что число рассеянных α-частиц будет

$$\frac{Qnt\,b^2}{64r^2}\left(\log tg\frac{\varphi_2}{4} - \log tg\frac{\varphi_1}{4} + cotg\,\frac{\varphi_1}{2}\,cosec\,\frac{\varphi_1}{2} - cotg\,\frac{\varphi_2}{2}\,cosec\,\frac{\varphi_2}{2}\right),$$

где

Q = числу α-частиц, испускаемых источником в единицу времени,
n = числу атомов в единице объема листка,
t = толщине листка,
$b = \frac{2E}{mu^2}\,Ne$, где E, m и u суть соответствующий заряд, масса и скорость α-частицы, а Ne искомый заряд ядра.

Углы φ_1 и φ_2 см. на чертеже.



Число же α-частиц, непосредственно попадающих на единицу поверхности экрана S, очевидно, будет

$$\frac{Q}{4\pi l^2}, \text{ где } l = RS.$$

Нетрудно подсчитать, что если число рассеянных α-частиц будет порядка 30 в минуту, то число α-частиц в первичном пучке будет 30.000 в минуту.

Чтобы, все-таки, можно было считать сцинтилляции в обоих случаях на одном и том же экране, автор прибегал к следующему приспособлению:

Когда считалось число частиц в рассеянном пучке, отверстие кольца закрывалось толстым свинцовым диском; когда же считалось число частиц, в первичном пучке диск убирался и перед экраном на пути пучка пускался в ход вращающийся сектор. Таким образом, *наблюдаемое* число частиц могло быть как угодно уменьшено, а зная отверстие сектора, легко было по наблюденному числу определить и полное число частиц в первичном пучке.

Опыты производились с платиной, серебром и медью. Результаты их сопоставлены в следующей таблице.

	Атомный номер.	Заряд ядра.
Платина	78	77.4
Серебро	47	46,3
Медь	29	29,3

Таким образом, *в пределах 1% точности число элементарных зарядов ядра равно атомному номеру элемента.*

Попутно с этим *Chadwick* исследовал вопрос о зависимости силы от расстояния вблизи от ядра. Именно, *Darwin* [1]) показал, что если сила

[1]) Darwin. Phil. Mag. 27, p. 499 (1914).

изменяется с расстоянием по *формуле* $\frac{1}{r^p}$, то число рассеянных α-частиц, в зависимости от скорости будет, caeteris paribus, —

$$\left(\frac{1}{u^2}\right)^{\frac{2}{p-1}},$$

где u — скорость α-частиц в первичном пучке. Для того, чтобы изменять эту скорость перед источником, располагалось то или иное число слюдяных листков. В результате оказалось, что количество рассеянных α-частиц обратно пропорционально *четвертой* степени скорости т.-е. $p = 2$. Можно подсчитать, что в случае платины быстрые α-частицы приближаются к ядру на расстояние 7.10^{-12} ст., медленные—на расстояние 14.10^{-12} ст. Отсюда следует, что *закон Кулона выполняется еще на расстояниях порядка* 10^{-11} *ст. от ядра.*

Э. Шпольский.

Электрические диполи в жидких диэлектриках.

J. Herweg. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektrizis. Phys. ZS. 21, p. 572 (1920).

Кинетическая теория диэлектриков, предложенная в 1912 году *Debye*'ем, объясняет уклонения от классической формулы *Clausius-Mossotti*, обнаруживающиеся в некоторых жидких диэлектриках. По теории *Debye*'я, внутри молекул, кроме эластично связанных электронов, имеются еще жесткие электрические диполи с постоянным моментом. Экспериментальная работа *Ratnowsk*'ого (в 1913 г.), казалось бы, подтвердила существование таких диполей в некоторых органических соединениях, но, как полагает автор реферируемой заметки, в вычисления *Ratnowsk*'ого вкралась ошибка и, по ее исправлении, результаты работы нельзя признать согласными с теорией *Debye*'я. Приступая к новой экспериментальной проверке теории *Debye*'я, автор заметки приходит прежде всего к заключению, что: 1) нельзя рассматривать поляризацию жидкого диэлектрика, пренебрегая смещением эластично связанных электронов; 2) нельзя ожидать определенного ответа от опытов, если они производятся с той степенью точности, как у *Ratnowsk*'ого.

Последнее соображение заставило автора заметки разработать очень совершенный способ наблюдения весьма малых изменений диэлектрической постоянной. Идея этого метода заключается в следующем. В исследуемый жидкий диэлектрик погружаются обкладки небольшого конденсатора, включенного в контур, в котором возбуждаются электрические колебания, с помощью генераторной лампы.

Этот контур связан (слабо) с другим таким же контуром, в котором (с помощью переменной емкости) устанавливается число колебаний, отличающееся от первого контура на 1000 колебаний в секунду. Телефонная трубка включается в цепь лампы второго контура, позволяет следить за числом биений, сравнивая звук телефона и звук камертона, делающего 1000 колебаний в секунду. Это позволяет весьма точно наблюдать за изменением числа колебаний. Так, например, если первый контур настроен на 1.000.000 колебаний в секунду, а второй на 1.001.000, то звук телефона совпадает со звуком камертона, если же число колебаний первого контура изменяется всего лишь 10^{-6}, т.-е. сделается равным 1.000.001, —между звуком телефона и

камертона возникнут биения (1 биение в секунду). Исходя из формулы *W. Thomson*'а, нетрудно подсчитать, что изменение емкости конденсатора в первом контуре на 10^{-5} вызовет 5 биений в секунду.

Поворот диполей, как и в опытах *Ratnowsk*'ого, производился с помощью электростатического поля между обкладками конденсатора. Напряжение поля могло достигать 100 *C G.S.*

Автор пытался обнаружить диполи в смеси из 10% —20% амилового алкоголя и бензола, с которой работал *Ratnowsky*, но положительного результата не получил. Между тем в этиловом эфире изменение величины диэлектрической постоянной, с изменением напряжения поля, оказались как раз того же порядка, как этого требует теория *Debye*'я, дающая для момента электрического диполя в молекуле этилового эфира величину $m = 11{,}8.10^{-19}$. При изменении напряжения поля, от нуля до 95,2 *C G.S.* диэлектрическая постоянная уменьшилась на $\Delta\varepsilon = 6{,}7.10^{-6}$. Теоретический подсчет, произведенный автором, дал величину $\Delta\varepsilon = 9.10^{-6}$. Разница между теоретической и экспериментальной величиной не выходит из пределов погрешностей.

Таким образом, автору реферируемой работы удалось показать, что диэлектрическая постоянная некоторых жидкостей изменяется с изменением напряжения электростатического поля, при чем изменение это может быть удовлетворительно объяснено поворотом молекулярных электрических диполей, потенциальная энергия которых, при этом, уменьшается, как этого требует теория *Debye*'я.

Вас. Шулейкин.

О работе ионизации и диссоциации водорода.

Tea Krüger. Ionisations-und Dissotiationsarbeit d. Wasserstoffs. Ann. d. Phys. 64, p. 288 (1921).

Среди многочисленных подсчетов, которые позволяет выполнить модель водородного атома, предложенная *Bohr*'ом, видное место занимает вычисление работы ионизации атома и работы диссоциации водородной молекулы. Однако, до последнего времени не было исчерпывающих экспериментальных работ по этому вопросу, несмотря на то, что целый ряд авторов уже произвел исследования, страдающие всегда одними и теми же недостатками. Именно ни в одном из предшествовавших исследований а) не разделялись работа ионизации и работа, поглощаемая резонансным излучением; b) не принималось во внимание, что свободно летящие электроны, при своих ударах, встречают не атомы, а молекулы водорода.

Автору реферируемой работы удалось детально исследовать диссоциацию и ионизацию водорода и проследить за всеми этапами этих процессов. Источником свободных электронов служила раскаленная вольфрамовая нить P, окруженная двумя коаксиальными платиновыми сетками D_1 и D_2 и, наконец, сплошным платиновым цилиндром Z.

Между P, D_1, D_2 и Z можно было устанавливать произвольные разности потенциалов; цилиндр Z отводился к земле через чувствительный ($10^{-9}a - 5.10^{-11}a$) гальванометр.

Расстояния от P до D_1 и от D_2 до Z были не больше свободного пути электрона (при имевшихся давлениях в сосуде, измерявшихся с помощью манометра *Mac Leod*'а). Расстояние же от D_1 до D_2 значительно превышало эту величину. Электрические поля между P и D_1, D_1 и D_2, D_2 и Z, подбирались так, чтобы электроны, получавшие ускорение на пути $P\,D_1$, не могли достигнуть цилиндра Z (поле $D_1\,D_2$ и $D_2\,Z$ было направ-

лено противоположно $P\ D_1$), между тем, как положительные ионы, образовавшиеся благодаря соударениям в участке $D_1\ D_2$—все направлялись к цилиндру Z, вызывая в гальванометре ток. Автору удалось освободиться от погрешностей, вносимых начальной скоростью электронов, вылетающих из раскаленной нити, падением потенциала в последней и контактными потенциалами сеток.

Нанося на диаграмму исправленные значения потенциалов, вызывающих ионизацию (по оси абсцисс) и силу тока в гальванометре, пропорциональную количеству образующихся положительных ионов (по оси ординат), можно было обнаружить довольно резкие переломы на кривых—переломы, соответствующие моментам резкого возрастания ионизации.

Такие моменты, как оказалось, соответствуют потенциалам $17{,}1 \pm 0{,}25$ volt и $30{,}4 \pm 0{,}5$ volt. Но кроме ионизации через столкновение в приборе может иметь место также и появление резонансного излучения, на которое, очевидно, также расходуется работа. Чтобы проследить за последним явлением, автор воспользовался методой *Bergen Davis*'а и *Goucher*'а. Разность потенциалов между D_1 и D_2 была установлена равной $+36$ volt, тогда как между D_2 и Z разность потенциалов равнялась -10 volt. При возникновении резонансного излучения, последнее действует на сетку D_2, и эта сетка начинает испускать электроны, увлекаемые полем к цилиндру и сообщающие ему отрицательный заряд по отношению к земле. Таким образом, в гальванометре появляется ток, направленный в сторону, противоположную ионизационному току. Кривая $i = f(v)$ загибается вниз от оси абсцисс и по моменту изгиба можно судить о моменте возникновения резонансного излучения.

Общий ход кривых, полученных автором, показал следующее:

a) при $11{,}5 \pm 0{,}7$ volt наступает слабая ионизация и слабое ультрафиолетовое излучение

b) при $13{,}6 \pm 0{,}7$ volt—сильное излучение

c) при $17{,}1 \pm 0{,}25$ volt—первая стадия сильной ионизации;

d) при $30{,}4 \pm 0{,}5$ volt—вторая стадия сильной ионизации.

Чтобы истолковать полученные результаты с точки зрения теории *Bohr*'а, автор рассматривает изменения, которые могут произойти в *Bohr*'овской молекуле водорода:

1) Если возможно существование молекул-ионов, то при соответствующем ионизирующем потенциале из молекулы удаляется один электрон, и она превращается в положительный молекулион.

2) Если молекулы поглотят энергию, равную сумме энергии резонансного излучения R и энергии диссоциации D, то возникает один нейтральный стационарный и один излучающий атом.

3) Если энергия, поглощенная молекулой, окажется равной энергии диссоциации D плюс энергия ионизации одного атома J, то возникает один нейтральный атом и один атомион.

4) Если поглощенная энергия равна сумме $J + R + D$, то возникает один атомион и один излучающий атом.

5) Если поглощенная энергия равна $D + 2\,R$, то возникает два излучающих атома (первая стадия сильной ионизации).

6) Если поглощенная энергия равна $D + 2\,J$, то возникают два атомиона (вторая стадия сильной ионизации).

Если откинуть случаи 4 и 5, требующие необыкновенно чувствительных методов для своего обнаружения, то все остальные очень хорошо обнимают экспериментальные результаты автора.

В самом деле, сопоставляя *c* с 5 и *d* с 6, можно заключить, что

$$J + D = 17{,}1 \text{ volt}$$
$$2\,J + D = 30{,}4 \text{ volt}$$

Отсюда (принимая во внимание вес наблюдений и находя среднее) автор получает окончательно

$$J = 13{,}3 \pm 0{,}25$$

что превосходно согласуется с величиной 13,5 V, полученной Bohr'ом теоретически.

$$D = 3{,}53 \pm 0{,}3 \text{ volt}$$

что в переводе на тепловые единицы дает

$$D = 81300 \pm 5700 \text{ gr-cal.}$$

число, отличающееся от теоретического (60000) на 25%.

Величина D вычисляется автором также несколько иным путем. Именно, сильное излучение, наблюдаемое при 13,6 V, соответствует, очевидно, случаю 2, а, следовательно

$$13{,}6 = D + R.$$

Но резонансный потенциал R может быть определен из исследования линий абсорпционного спектра.

Вычисления дают для R величину $R = 10{,}1$, а следовательно:

$$D = 3{,}6 - 10{,}1 = 3{,}5$$

что хорошо согласуется с цифрой, найденной выше.

Остается упомянуть еще о случае 1, когда молекула обращается в молекулион. Этот случай, по мнению автора, как раз имеет место при 11,5 вольта, когда наблюдается слабая ионизация, в широких пределах меняющаяся с изменением давления и совершенно прекращающаяся при давлениях, больших 0,08 mm. ртутного столба.

Такой зависимости от давления не наблюдается для обоих ступеней сильной диссоциации (при 17, 6 V и 30 V), что автор объясняет большим объемом молиона по сравнению с атомионом.

В заключение работы приведен целый ряд наблюдений других исследователей, косвенно подтверждающих выводы автора.

Вас. Шулейкин.

Численное значение универсальной постоянной *Planck'a* h.

R. Ladenburg. Bericht uber die Bestimmung von Plancks elementarem Wirkungsquantum h. Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 17, p. 93, 1920.

Постоянной h суждено, повидимому, фигурировать во всех соотношениях, количественно описывающих взаимоотношения света и вещества. Независимо от гипотез, которые кладутся в основание вывода соответствующих формул, последние в большинстве случаев безукоризненно точно описывают явление. Опытные возможности определения h расширяются таким образом с каждым годом. Автор реферируемого обзора выбирает те случаи, где h может быть определено наиболее точно, дает краткое изложение теории и методов определения и делает сводку значений h на основании экспериментального материала до 1920 г. включительно. (Таблица 1).

Таблица 1.

МЕТОД.	$h.\ 10^{27}$
I. Излучение черного тела:	
a) Метод изохромат (*Warburg* и сотрудники)	6,540 ± 0,02
b) Постоянная σ закона *Stefan*'а - *Boltzmann*'а при $\sigma = 5{,}8.10^{-5}$ (по *Gerlach*'у)	6,518 ± 0,03
II. Уравнение *Einstein*'а:	
a_1) Фотоэлектрические измерения *Millikan*'а с *Na* и *Li*.	6,577
a_2) Фотоэлектрические измерения *Hennigs*'а и *Kadesch*'а с *Mg*, *Al*, *Zn*, *Cu*, *Fe*, *Sn*	6,43
b_1) Резонансные и ионизационные потенциалы, среднее из 16 значений	6,58 ± 0,03
b_2) Ионизационный потенциал *He* и *Hg* по *Franck*'у и *Knipping*'у	6,54 ± 0,03
c_1) Граница непрерывного рентгеновского спектра по *Wagner*'у	6,520 ± 0,02
c_2) Тоже по *Blake* и *Duane*	6,557 ± 0,013
III. Теория спектральных серий *Bohr*'а.	
Значения постоянной *Rydberg*'а по измерениям *Paschen*'а.	6,545 ± 0,013

Точность различных методов, приведенных в таблице, разная, поэтому выводить среднее значение не имеет смысла. Наибольшую точность (заранее оцениваемую) нужно приписать измерениям излучения черного тела и спектральным определениям постоянной *Rydberg*'а. Тот и другой метод дают для h согласную величину

$$h = 6{,}54.10^{-27}\ erg.\ sec.$$

с точностью около 2 промилле. Если за величину заряда электрона принять цифру *Millikan*'а

$$e = 4{,}774 \pm 0{,}004.10^{-10}$$

то мы получим следующую таблицу значений постоянных, часто фигурирующих во многих физико-химических соотношениях. (Таблица 2).

$h = 6{,}54.10^{-27}$ *erg. sec.*	Постоянная *Planck*'а.
$e = 4{,}774.10^{-10}$	Заряд электрона.
$m = 8{,}996.10^{-27}$	Масса покоющ. электрона.
$m_н = 1{,}6490.10^{-24}$	Масса атома водорода.
$\frac{e}{m} = 1{,}769.10^{7}.\ 3.10^{10} = 5{,}3\ 7.10^{17}$ *C. G. S.*	
$\frac{e}{m_н} = F = 9650.\ 3.10^{10} = 28950$ *C. G. S.*	Фарадеево число.
$\frac{m_н}{m} = 1833$	
$\frac{m_н}{m} = 1843$	Отношение массы атома водорода к массе электрона.
$N = \frac{1}{m_н} = \frac{F}{e} = 6{,}064.10^{23}$	Число молекул в грамм-молекуле.
$M_н = 1{,}0077$	Атомный вес водорода.
$M_{не} = 4{,}002$	Атомный вес гелия.
$R_0 = 8{,}315.10^{7}$	Газовая постоянная.
$A = 4{,}185.10^{7}$	Механический эквивалент.
$k = \frac{R_0}{N} = 1{,}3711.10^{-16}$ *erg. grad*$^{-1}$	
$R_\infty = 109737{,}11$	Постоянная *Rydberg*'а, в предположении бесконечно большой массы ядра атома.
$R_н = 109677{,}69$	Постоянная *Rydberg*'а для атома водорода.
$R_{не} = 109722{,}14$	Постоянная *Rydberg*'а для атома гелия.
$c_2 = \frac{c.h}{k} = 1{,}430$ *cm. grad.*	Постоянная закона *Planck*'а
$\sigma = \left(\frac{\pi.k}{e}\right)^4 \frac{\left(\frac{e}{m}\right) \cdot R_\infty}{15\pi e} =$ $= 5{,}738.10^{-5} \frac{erg.\ cm.^{-2}\ sec^{-1}}{grad^4}$	Постоянная закона *Stefan*'а *Boltzman*'а.
$b = \frac{c.h}{k.4{,}9651} = 0{,}2885$ *cm. grad.*	Постоянная закона смещения *Wien*'а.
$\alpha = \frac{2\pi.e^2}{h.c} = 7{,}299.10^{-3}$	Постоянная тонкой структуры спектральных линий *Sommerfeld*'а.
$r_1 = \frac{e}{m} \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 e^3} = 0{,}528.10^{-8}$ *cm.*	Радиус первой электронной орбиты водорода по *Bohr*'у
$C_0 = lg \frac{(2\pi)^{3/2}\ k^{5/2}}{N^{3/2} \cdot h^3 \cdot 1{,}013.01^6} = -1{,}587$	Универсальная часть химической постоянной по *Nernst*'у.

С. Вавилов.

О влиянии магнитного поля на фотоэлектрические явления.

H. Dember. Über die Beeinflussung der Lichtelektrizität durch ein Magnetfeld. Phys. Zeitschr. 21, 508, (1920).

Автор обнаружил весьма сильное влияние внешнего магнитного поля на фотоэлектрическую активность диамагнитных металлов (висмут, сурьма, палладий). Опыт ставился таким образом: фотоэлементом служила латунная коробка (для защиты от внешних электро-статических влияний), внутри которой помещались тонкая висмутовая пластинка и противостоящая ей латунная сетка, соединенные с соответственными полюсами баттареи. Положительный заряд висмутовой пластинки измерялся квадрантным электрометром. Освещение производилось кварцевой ртутной лампой через кварцевое окошко в коробке. Воздух из коробки откачивался вращающимся насосом *Gaede* и диффузионным насосом. Для получения равномерного электрического поля висмутовая пластинка окружалась защитным кольцом. Коробка помещалась между полюсами электромагнита *Du Bois* таким образом, чтобы магнитные силовые линии были параллельны электрическим и перпендикулярны к плоскости висмутовой пластинки. При электрическом поле 0,67 v на 1 ст. получилось следующее изменение силы фото-тока (таблица 1):

Таблица 1.

Сила магн. поля.	Процентное изменение фото-тока.
0 Gauss.	0%
600 „	15
1000 „	15,5
3380 „	21,0
4550 „	23,8
6800 „	26,7

Перемена направления магнитного поля заметного влияния не оказывает. Увеличение ускоряющаго электрического поля уменьшает влияние магнитного поля: (табл. 2).

Таблица 2.

Элект. поле на 1 см.	Уменьшение фото-тока при магн. поле в 4900 Gauss.
0,22 V.	38,6 %
1,98	24,3
6,93	17,1
25,3	3,2
263,0	2,1
710,0	1,8

Свеже-приготовленная поверхность и поверхность находившаяся долгое время в соприкосновении с воздухом при атм сферном давлении вели себя в отношении влияния магнитного поля совершенно одинаково. Весьма резкое влияние на эффект оказывает температура. Так, при одном и том же поле в 7460 Gauss уменьшение силы фото-тока достигало 22% при 25° C и 50% при—79° C (твердая углекислота).

Автор сопоставляет найденный им эффект с изменением проводимости и диамагнитной восприимчивости висмута в магнитном поле, при чем оба эти явления весьма сильно зависят от температуры. Повидимому, в этом случае мы имеем дело с влиянием магнитного поля на свободные электроны внутри металла, обладающие для висмута весьма значительной длиной свободного пути. *Dember* указывает как возможную причину наблюдавшегося им эффекта—изменение траэктории фото-электронов, вылетающих из сравнительно глубоких слоев металла в магнитном поле.

С. Вавилов.

Флюоресценция паров ртути.

Chr. Füchtbauer. Über eine neue Art der Erzeugung von spektrallinien durch Einstrahlung (Fluoreszenz). Phys. Zeitschr. 21, 635 (1920).

При освещении паров ртути светом ртутной дуги до сих пор удавалось получать только так называемое резонансное излучение линий 253,7 и 184,9. Автору реферируемой работы удалось совместно с *A. Kröner'ом* и *G. Joos'ом* вызвать в парах ртути при освещении получение и других линий, не поглощаемых парами ртути в обычном состоянии (флюоресценция). Достигнуть этого удалось повышением энергии возбуждающего света. Возбуждающая ртутная лампа (кварцевая) имела форму полаго цилиндра, внутри которого можно было помещать трубку с парами ртути (также кварцевую). Отросток этой внутренней трубки, заключавший в себе капельку ртути погружался в воду желаемой температуры. Таким способом можно было изменять плотность паров ртути внутри резонансной трубки. Резонансная трубка закрывалась с одного конца плоско параллельной кварцевой пластинкой, примыкающей к щели спектрографа. Для усиления возбуждающего света ртутная лампа с внешней стороны окружалась цилиндрической стеклянной оболочкой, внутри которой наливалась ртуть, служившая зеркалом. Лампа питалась током 10—12 Amp. Спектр флюоресценции был настолько ярок, что экспозиции в 15 сек. было достаточно для получения на фотографической пластинке отчетливого изображения семи линий. Автор исчерпывающе истолковывает наблюдавшийся им спектр с точки зрения теории *Bohr'a.*

С. Вавилов

Температурный коэффициент разложения хлорофилла на свету.

Л. А. Иванов. О влиянии температуры на разложение хлорофилла светом. Журн. Русск.-Ботанич. О-ва т. 4, стр. 11, 1920.

Автор измерял зависимость начальной скорости разложения спиртовой и скипидарной вытяжки хлорофилла из свежих листьев *Aspidistra* от температуры. Интервал температур 5°—40°, источник света 3000 св. лампа *Nitro*. Количество разложившегося хлорофилла измерялось спектрофотометрически. Часть опытов проделана с коллодионными пленками, окрашенными хлорофиллом и нанесенными на стекло. Результаты приведены в таблице.

ТАБЛИЦА I.

Среда	Темпер. коэфф.
Скипидар	1,040
Спирт.	1,065
Коллодиёная пленка .	1,094

Кроме того, измерен температурный коэффициент разложения хлорофилла нанесенного на фильтровальную бумагу, при чем после освещения хлорофилл смывался с бумаги спиртом и окрашенный раствор подвергался спектрофотометрированию. Найденный таким способом температурный коэффициент 1,285. Указанный способ смывания хлорофилла делает цифру несколько сомнительной. Более точные результаты могли бы быть получены спектрофотометрированием бумаги в отраженном свете. На основании полученных цифр автор заключает о значительном влиянии среды растворителя на температурный коэффициент фотохимического разложения хлорофилла.

С. Васильев.

Сплошной ультрафиолетовый спектр.

G. Gehlhoff. Ueber eine konstante Lichtquelle mit kontinuierlichem ultraviolettem Spektrum. ZS. fur techn. Phys. 10, p. 224, (1929).

Обычно сплошной ультрафиолетовый спектр получают или при помощи дуги или искры *Анри* (электроды из Al в воде). Если первый метод неприятен своим непостоянством, то второй—достаточной трудностью установки. Поэтому автор предлагает в качестве постоянного источника сплошного у.-ф. спектра полуватную лампу накаливания с металлической нитью. Им исследовались параллельно две лампы одна с танталовой полоской и вторая с вольфрамовой спиралькой.

Распределение энергии в спектре вычислялось им по формуле *Aschkinass*'а для металлов.

Отношение энергии у. ф. части спектра от 0,3μ до 0,4μ ко всей энергии видимого спектра (0,4μ—0,8μ) равно 0,22%, а при перегрузке в 30%—1,23% для танталовой лампы; соответствующие величины для вольфрамовой лампы суть 1,17% и 2,02%. При применении фотографической пластинки эти соотношения становятся еще более выгодными. В самом деле, отношение энергии в области спектра 0,3μ — 0,4μ к энергии в области 0,4μ — 0,5μ выражается следующими величинами:

Для танталовой лампы 7,2%, при перегрузке в 30% — 17,7%.
„ вольфрамовой „ 16,9%. „ „ „ „ — 21,6%.

Лампы автора представляют собой шар в 10 см. диаметром, наполненный азотом или аргоном. К шару приделан тубус, к которому замазкой прикрепляется кварцевая пластинка или линза. Для обычных абсорпционных измерений достаточна танталовая полоска длиной в 25 мм. и шириной 2—3 мм., напряжение 6—8 volt при нагрузке до 20 amp. При том же вольтаже (6—8 v.) и той же нагрузке (15—20 amp.) вольфрамовая спиралька достаточна длиной в 10 мм., при толщине проволоки в 0,5 мм. Преимущества такого источника у.-ф. света очевидны сами собой.

Т. Молодый.

Расширение ультрафиолетового спектра в сторону коротких волн.

R. A. Millican. The extension of the ultraviolet spectrum. Astrophys. Journ. 52, p. 47 (1920).

Lyman, продвинувший спектр *до 500 Å*, пользовался вакуумспектрографом с диффракционной решоткой. Таким путем он мог избавиться от всех абсорбирующих твердых тел между источником света и фотографической пластинкой. Поглощение излучения искры, служившей источником света, находившейся в пространстве спектрографа, могло совершаться разреженным газом, наполнявшим спектрограф.

Я здесь только упомяну, что *Richardson*'у и *Bazzoni* несколько другим методом удалось обнаружить волны длиною *в 420 Å* [1]). *Millican* же в общем пользуясь методикой *Lyman*'а усилил его средства. В самом деле, он пользовался вакуумом в 10^{-4} mm. ртутного столба, для откачки служил ртутный диффузионный насос, источником света была искра между электродами отстоявшими на расстоянии от 0,1 до 2-х мм., при большой емкости и очень высоком напряжении (несколько сотен киловольт). Продолжительность экспозиции не превышала 30 минут, точность измерений была до 0,2 *Å*. Электроды были из цинка, железа, серебра, никеля и угля. Наиболее короткая наблюденная им впервые длина волны была *202 Å* при никелевых электродах.

Надо заметить, что ему удалось установить ряд совершенно новых линий в крайней ультрафиолетовой части спектра. Между прочим, линии в промежутке от 1200 до 600 *Å* он приписывает углероду, а не гелию, как это делает *Lyman*, ибо при пользовании электродами из чистого серебра эти линии не наблюдаются. Появление этих линий у *Lyman*'а в атмосфере *He*, он об'ясняет загрязнением *He* парами углерода (испарение угольных электродов при моментальном токе).

Т. Молодый.

Новые данные об искусственном превращении элементов.

E. Rutherford and J. Chadwick. The desintegration of Elements by α-Particles. Nature 107, p. 41 (1921).

Улучшенная оптика аппарата позволила *Rutherford*'у сделать ряд новых наблюдений над искусственным разложением элементов. Оказалось, что α-частицы с пробегом 7 ст. [2]) вызывают в водороде *H*-частицы с пробегом 29 ст., но *H*-частицы, возникающие из азота обнаруживают пробег 40 ст. Частицы с большим пробегом можно было наблюдать и в других веществах, помимо азота. Так наблюдались частицы с пробегом бо́льшим 40 ст. у бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. Особенно интересно, что из алюминия возникают частицы с пробегом приблизительно *80 ст.* Число частиц у бора и натрия значительно меньше нежели у остальных элементов.

У *Li, Be, C, O, Mg, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, Mn, Fe, Cu, Sn, Au* если и наблюдалось действие α-частиц, то весьма слабое. Определенно

---

[1]) См. „Успехи Физ. Наук" т. II, вып. 1, стр. 117, 1920 г.
[2]) Все цифровые данные для пробегов относятся *к воздуху.*

не наблюдалось возникновение частиц с пробегом бо́льшим 32 см. в O, CO_2 и SO_2. Ни природа этих частиц с большим пробегом, ни зависимость их числа, распределения и пробега от скорости налетающих α-частиц пока не исследованы. Сопоставляя все результаты можно заключить, что разложению подвергаются только элементы с атомными весами выражающимися общими формулами $4n+3$ или $4n+2$ и при том не бо́льшими 31; элементы же ряда $4n$ не дают частиц с большим пробегом.

Э. Шпольский.

Относительная активность радия и урана.

J. H. L. Johnstone and B. B. Boltwood. On the Relative Activity o Radium and Uranium. Phil. Mag. 40, p. 52, (1920).

По закону Geiger'a, количество ионов, обазуемых в газе α-лучами различных пробегов, выражается следующим образом

$$J = k\ R^{2/3},$$

где R-величина пробега α-частицы, k-постоянная для всех α-лучей.

Если мы имеем несколько членов одного радиоактивного ряда, излучающих α-частицы, то каждый из них в случае радиоактивного равновесия выбрасывает равное число α-частиц за данный промежуток времени. Поэтому отношение активностей (по α-лучам) двух радиоэлементов, находящихся в состоянии равновесия, равно отношению пробегов их α-лучей в степени $^2/_3$.

Если в ряде урана последовательный распад элементов происходит без разветвления от урана до радия, то отношение активностей урана к радию вычисляется следующим образом. Уран состоит из смеси двух изотопов U_I и U_{II}, дающих α-лучи с пробегами соотв. 2,37 и 2,75 см. Пробег α-лучей Ra равен 3,13 см. Поэтому отношение активностей U: Ra должно равняться

$$\left(2{,}37^{2/3} + 2{,}75^{2/3}\right) : 3{,}13^{2/3} = 1{,}00 : 0{,}57$$

Если же между ураном и радием происходит разветвление главного ряда, отношение активностей Ra/U должно быть меньше вычисленного по формуле Geiger'a.

Таким образом точное определение относительной активности радия и урана весьма важно для установления правильной схемы превращений в ряде урана. Реферируемая работа имела целью проверить найденные Boltwood'ом в 1908 году числа, выражающие отношение активностей Ra/U в равновесии, а также отношение активностей одного урана и урана в равновесии со всеми последующими продуктами.

Определение относительной активности урана производилось обычным способом по α-лучам. Исходным материалом служил уранинит.

Сравниваемые препараты брались в весьма тонких слоях, чтобы избежать поглощения α-лучей в самом активном слое. При этом были введены поправки на присутствие тория и на потерю эманации.

Полученная величина отношения активности урана в равновесии со всеми продуктами дезинтеграции к активности одного урана 4,73 весьма близка к найденному Boltwood'ом ранее числу 4,69 [1]).

---

[1]) Boltwood. Amer. Journ. Sc. 25, 278, 1908.

Относительная активность радия и урана определялась в том же минерале. Радий осаждался из раствора в виде сульфата и сравнивался с ураном. Количество радия определялось по эманации. Все необходимые при измерениях такого рода поправки вводились весьма тщательно. Полученное отношение активности радия к урану 0,488 также стоит в удовлетворительном согласии с найденным Boltwood'ом числом 0,45.

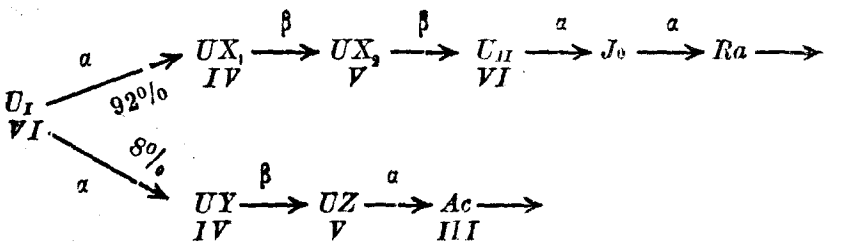
Полученное из опыта отношение активности *Ra* к *U* 0,49 значительно отличается от вычисленного по формуле Geiger'a 0,57. Естественно попытаться объяснить расхождение разветвлением ряда урана, дающим начало ряду актиния.

Если принять за единицу активность урана ($U_I + U_{II}$) и подсчитать относительную активность всех членов ряда урана, дающих α-лучи, начиная с ония, в предположении, что дальше ония нет разветвления ряда, и исходить при этом подсчете из найденной для *Ra* экспериментальной величины 0,49, то в сумме получится 4,47. Сравнивая с найденным из опыта отношением активности урана в равновесии со всеми продуктами распада к активности чистого урана 4 73, мы найдем разницу 0,26.

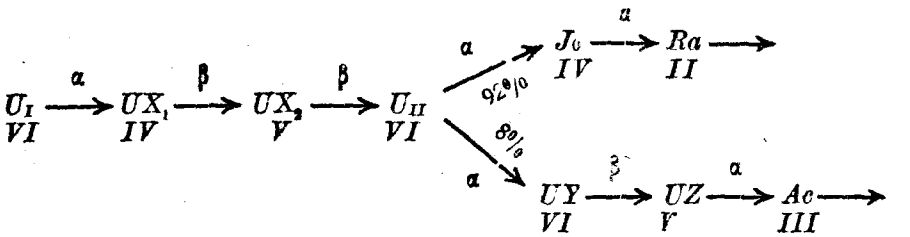
Это число чрезвычайно близко подходит к найденной Boltwood'ом величине относительной активности ряда актиния 0,28. Авторы видят в этом подтверждение найденного Boltwood'ом отношения актиния к урану и вычисляют, что на образование ряда актиния приходится 8% распадающихся элементов одного из членов ряда урана.

Однако, если рассмотреть более внимательно предложенные за последнее время схемы превращений ряда урана, получается ряд несогласий с опытом. Авторы разбирают две наиболее вероятные схемы, предложенные Soddy и Cranston'ом [1]).

(I)



(II)



Если принять во внимание ответвление актиния и рассчитать отношение активности *Ra* к урану по формуле Geiger'a, то получится по (*I*) схеме 0,55, а по (*II*) 0.53. Отклонение от экспериментально найденного числа 0,49 лежит вне пределов возможных ошибок определения. Таким образом обе предложенные схемы не удовлетворяют экспериментальным данным.

Для объяснения разногласия авторы высказывают два возможных предположения:

1. Возможно существование третьего изотопа урана, дающего α-лучи

[1]) Proc. Roy. Soc. A. XCV p. 384, 1918.

и помещающегося в боковой линии актиния. Однако сами же авторы считают это предположение мало вероятным.

2. Может быть, величина пробега α-частиц урана известна нам неправильно.

Работы Hahn'a и Meitner [1]) над происхождением, актиния повидимому, не были известны авторам реферируемой статьи. Если ввести в вычисления Boltwood'a открытый Hahn'ом и Meitner протактиний, то для % разветвления получится 6,5% вместо 8%. Между тем Hahn и Meitner нашли, что в боковую ветвь отходит лишь 3%. Получается значительное расхождение. Если же принять за более точное значение Hahn'a и Meitner, то получится еще большее разногласие между вычисленной и экспериментальной активностью радия, а именно 0,56 и 0,49.

Таким образом вопрос о распаде урана не может считаться решенным окончательно и нуждается в дальнейшем исследовании.

В. Баранов.

Успехи рентгеновской спектрометрии.

Manne Siegbahn. Precision-measurements in the X-Ray Spectra Phil. Mag. 37, p. 601 (1919).

Обширный материал относительно рентгеновских спектров, собранный до сих пор, представляет большой интерес сам по себе и, в частности, для теории строения атома. Однако, именно в этом отношении теоретики несколько опередили ту точность, которой обладал эмпирический материал. Автор задался целью, путем улучшения деталей экспериментальной техники и отчасти, методов измерения, повысить эту точность. И ему удалось получить цифры приблизительно в сто раз более аккуратные нежели прежние.

Аппаратура, которой он пользовался, не представляет ничего принципиально нового (вакуум-спектограф) [2]). В конструкцию спектографа внесено только несколько частичных улучшений, повышающих точность отсчетов.

Далее, специально для рентгено-спектрографических работ автором выработан тип мощной трубки. Она целиком металлическая и только стеклянный шлиф, на котором вставляется антикатод, изолирует его от катода. Антикатод, катод и вся трубка (двойные стенки) охлаждаются проточной водой. Катодом служит накаленная вольфрамовая спираль, причем манжетка, окружающая, ее снабжена винтовой нарезкой, при помощи которой эту манжетку можно поднимать или опускать и тем самым в широких пределах изменять величину фокусного пятна. Подобная трубка в некоторых случаях могла работать непрерывно в течение 10—15 часов при 40—50 милл-амп. (10—15 k. v.) [3]).

Прежде всего автор определил длину волны *Cu Kα*, которая во многих измерениях играет роль штандарта. Результат:

$$1537{,}358 \pm 0{,}033.10^{-11} \text{ см.},$$

причем постоянная каменной соли была принята $2{,}81400\ 10^{-8}$ ст. Далее,

---

[1]) Phys. Zeitschr. 19, 208, 1918; 20, 127, 1919; 20, 529, 1919, реферат—„Успехи Физич. Наук" т. II, вып. 2, стр. 287.

[2]) Описание см. M. Siegbahn Jahrbuch der Radioactivität und Elektronik 13, p. 296 (1916). См. также превосходный обзор E Wagner'a Phys ZS. 18, p 495, (1917).

[3]) G. W. C. Kaye сообщает интересные результаты технических успехов в изготовлении рентгеновских трубок типа Coolidge'a в Америке (G. W. C. Kaye Present-day Radiography. The Electrician № 2177, p. 142 (1920)). Некоторые из таких усовершенствованных трубок выдерживали ток *20 M. A.* при 7000 v. (поглощаемая мощность 18 HP) непрерывно в течение *1—3 суток!*

при помощи $K\alpha$ линий Cu и Fe и $L\alpha$ линии Sn определена константа кальцита:

$$log\ 2d = 0{,}7825347$$

При помощи $Cu\ K\alpha_1$ и $Pt\ L\alpha_1$ определена константа железистосинеродистого калия

$$d = 8{,}408.10^{-8},$$

между тем как Moseley пользовался значением $d = 8{,}454.10^{-8}$, что давало систематическую ошибку в 0, 54%.

Табличку новых значений длин волн мы приведем полностью.

	N	$\lambda.10^{11}$ $K\alpha_1$	$K\beta_1$
Cl	17	4718,70	—
K	19	3733,86	3447,37
Ca	20	3351,86	3087,89
Sc	21	3025,26	2774,54
Cr	24	2285,17	2081,44
Fe	26	1932,39	1752,97
Co	27	1785,24	1617,58
Ni	28	1654,67	—
Cu	29	1537,36	1389,53

Наконец автор изучил тонкую структуру $K\alpha$ линии меди (дублет). Для $\triangle\lambda$ получилось значение

$$\triangle\lambda = [0{,}00379 \pm 0{,}00004].\ 10^{-8}\ см.$$

Сопоставление этого результата с цифрами, полученными по теории Sommerfeld'a [1]), дало полное согласие.

В заключение дается сводка формул для $K\alpha$ серии. Простое соотношение Moseley'я уже не дает достаточного согласия с эмпирическими результатами. Sommerfeld [2]), Debye [3]) и Kroo [4]), исходя из определенных теоретических представлений, получили гораздо более сложные формулы. Результаты измерений, как показывают приведенные ниже примеры, говорят в пользу формулы Kroo.

№	Sommerfeld (1916)	Debye	Kroo	Опыт	Kroo—опыт в %
17	192,38	192,53	193,73	193,12	—0,26
26	473,32	473,57	471,49	471,58	—0,02
27	512,49	512,68	510,34	510,29	—0,010
28	553,13	553,36	550,80	550,73	—0,013

Э. Шпольский.

---

[1]) A. Sommerfeld. Ann. d. Phys., 51 p (1916).
[2]) A. Sommerfeld loc. cit.
[3]) P. Debye. Phys. ZS 18, p. 276 (1917).
[4]) J. Croo. Phys. ZS. 19, p. 307 (1918).

P. S. Когда эта заметка была уже написана, был получен № 21/22 Phys. ZS. за 1920 г. (ноябрь месяц), в котором помещен конспект работы Wagner'a (стр. 621) на ту же тему. Конспект составлен по докладу, прочитанному Wagner'ом на съезде естествоиспытателей в сентябре месяце Повторив опыты Zecher'a с более совершенной техникой Wagner приходит к результатам вполне определенным, именно: граница спектра не зависит от азимута между рентгеновскими лучами и катодным пучком.

П. К.

Исследование видимого серовато-голубого излучения фокального пятна трубки Лилиенфельда.

J. E. Lilienfeld und *Franz Rother*. Untersuchungen über die sichtbare blaugraue Brennfleckstrahlung an der Lilienfeldröre. Phys. Zeitschr. 21, p. 249 (1920).

Реферируемая работа представляет собою продолжение исследования, опубликованного одним из авторов около года назад. Авторы изучают преимущественно поляризацию и спектральный состав излучения. Как и прежде объектом излучения служила трубка Лилиенфельда, питаемая трансформатором.

Субъективное, с помощью николя, наблюдение поляризации исследуемого света приводит к заключению, что лучи его поляризованы прямолинейно. Электрический вектор, на основании этих наблюдений, колеблется параллельно поверхности фокального пятна и maximum энергии лежит в сечении плоскостью симметрии трубки зеркала антикатода. Объективная, с помощью фотографирования, проверка (спектрометр *Voigt*'a, пластинка *Savart*'a и николь) этих данных вполне подтвердила это заключение. Чрезвычайно слабый свет, все таки пропускаемый николем поставленным на minimum яркости, может быть приписан свету иначе поляризованному, или же отнесен к излучению частичек пыли всегда покрывающей зеркало антикатода, или к недостаткам полировки зеркала. Во всяком случае снимками обнаружено увеличение яркости этого света при увеличении недостатков зеркала антикатода.

Для спектральных исследований поляризационный прибор *Voigt*'a заменялся спектрографом *Steinheil*'a с призмой *Rutherford*'a. Снимки делались главным образом при профильном положении трубки для косых лучей. Спектр получался сплошной, подобный спектру температурного источника. Для сравнения, на той же пластинке, получались спектры металлической нити лампы накаливания, температура которой была измерена в 1950° (пирометром Ваннера). Два снимка этой нити были получены так, что первый вызывал такое же почернение пластинки в оранжево-красной части спектра, что и свет фокального пятна, а другой был получен с выдержкой в 2,5 раза большей. Сравнением спектров устанавливается, что спектр фокального пятна в область коротких волн распространяется далее, чем спектры обоих снимков нити, а это указывает на чрезвычайно высокую температуру, если бы она была причиной исследуемого излучения. К определению этой температуры одним из авторов предпринимаются дальнейшие исследования.

Видимый свет фокального пятна трубки может быть вызван колебаниями электронов, покрывающих в виде облака антикатод. Под действием катодных лучей они приходят в движение и энергия эта распределяется между ними так же, как это бывает с тепловой энергией. Есть малые скорости движения, но есть и равные скорости катодных лучей. Это состояние движения, конечно, не ограничивается поверхностным слоем электронов. Приходят в движение и электроны внутри металла, но эти последние могут вызвать в пространстве только рентгеновское излучение, так как видимые

лучи не смогут выйти из металла. В полях трубки электроны, покрывающие антикатод, приходят в движение не искажаемое соударениями с атомами вещества, движение их в высокой степени упорядоченное, свет излучения поляризован прямолинейно. Рентгеновскому излучению, возникающему в глубине антикатода, уже нельзя приписать такую упорядоченность, свет этот или не поляризован, или поляризован отчасти. Возможно представить, что существующие в трубке поля вообще способны обусловливать структуру двойных электрических слоев, внутри которых совершается движение электронов, подобное описанному. *Совместное появление видимого излучения и рентгеновских лучей дает возможность авторам высказать предположение, что „по крайней мере некоторая часть непрерывного рентгеновского спектра представляет продолжение видимого излучения“.*

Вл. Карчагин.

Ультра-микрометр.

R. Whiddington. The Ultra-Micrometer; an application of the Thermionic Valve to the measurements of very small distances. Phil. Mag. 30, p. 634. (1920).

Если взять два *связанных генератора* незатухающих колебаний с термоионными лампами, дающих высокую частоту (ок. 10^6 периодов в сек.) и расстроить их незначительно друг от друга, то получатся биения, число которых будет равно разности чисел колебаний двух генераторов. Если эта разность лежит в пределах звуковой частоты, то в телефоне, включенном в цепь анода одного из генераторов, можно слышать звук, число колебаний которого равно упомянутой разности чисел колебаний. Ясно, что очень незначительные изменения емкости колебательного контура дают весьма значительное изменение высоты звука. Изменения высоты измерялись по методу биений со звуками определенной высоты, причем можно заметить разницу в высоте в 1 колебание в секунду. Чувствительность этого метода:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{1}{2(\pi LS)^{\frac{1}{2}}} = \frac{N}{2x}$$

где L — самоиндукция контура, S — площадь переменного (плоского) конденсатора, x—расстояние между его пластинами.

Полагая $N = 10^6$; $dN = 1$; $x = 2{,}5.10^{-3}$ см., получим $dx = 5.10^{-9}$ см. В действительности автору удалось обнаружить изменение расстояния порядка 10^{-8} см, вызванное нагрузкой в 1 mgr, положенной на рычаг длиной в 12,5 ст. изгибающий подставку одной из пластин конденсатора.

С. Ржевкин.