

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ П. П. ЛАЗАРЕВА

Том III

Вып. 1

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1922

Редакция „Успехов физических наук“ просит авторов строго соблюдать следующие правила:

1. Оригиналы должны быть четко написаны на одной стороне листа или переписаны на пишущей машине; в особенности отчетливо следует выписывать все формулы.

2. Все сноски и цитаты должны быть подстрочными.

3. Цитаты должны заключать имя и фамилию автора, название журнала, том, страницу и год по образцу *Physikalische Berichte*.

4. В рефератах необходимо, кроме того, русское название реферата и **полное название реферируемой статьи (или статей) на соответствующем языке.**

Авторы, живущие в Москве, могут получать для просмотра одну корректуру. Вставки в корректуре весьма нежелательны и допускаются только по особому соглашению с редакцией.

Рукописи для напечатания следует направлять на имя заместителя редактора **Э. В. Шпольского** по адресу: Москва, 3-я Миусская ул., Физический институт. (Телефон **5-14-52**).

Редакция обращается ко всем издательствам и частным лицам с просьбой присылать для реферирования в журнале книги и отдельные оттиски работ по физико-математическим наукам.

Для личных переговоров по делам журнала обращаться к редактору **Акад. П. П. Лазареву** или его заместителю **Э. В. Шпольскому** по указанному выше адресу.

ФУ 101

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Под редакцией П. П. ЛАЗАРЕВА

п. 11041

ТОМ III

ВЫПУСК I

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА ○○○●○○○○○○○ 1922

Гиз. № 2869.

(Р. Ц. Москва). № 307.

Напеч. 2000 экз.

1-я Образцовая типография М. С. Н. Х., Пятницкая, 71.

ОТ РЕДАКЦИИ.

Десять лет тому назад, 14 (1-го) марта 1912 года, скончался один из крупнейших русских физиков Петр Николаевич Лебедев. В следующих выпусках третьего тома „Успехов Физических Наук“ будет напечатан ряд статей, посвященных его памяти.

Мы можем теперь таким образом формулировать упомянутый выше принцип Минковского: три пространственные координаты и величина, получаемая умножением времени на скорость света и мнимую единицу, представляют *четырёхмерную систему координат*; по отношению к любому преобразованию построенной таким образом системы координат *уравнения физики — инвариантны*.

На основании этого представления, заключающегося лишь простым геометрическим описанием принципа относительности, старая проблема теории познания получает совершенно новое освещение. Для физического познания сбываются поэтические слова, которые Рихард Вагнер заставляет Гурнеманца сказать Парсифалю: «Du siehst, mein Sohn, zum Raum wird hier die Zeit» — «Ты видишь, мой сын, здесь время обращается в пространство». Действительно, в четырёхмерном многообразии, которое мы будем называть миром Минковского (или просто «миром»), остается вполне произвольным положение координатных осей, одну из которых мы интерпретируем, как ось времен. Различие между временем и пространством не абсолютно, а лишь относительно.

Благодаря изумительному открытию Минковского еще одно понятие, имеющее первостепенное значение для теоретической физики, испытало полное превращение; это — понятие *физического поля*. Под физическим полем понимают область, по которой распределено какое-нибудь физическое состояние так, что каждому месту области соответствует определенная величина, характеризующая это состояние.

Классическая физика при исследовании физического поля всегда задавалась двумя вопросами: во-первых, определением свойств поля для определенного мгновения, во-вторых, изменением поля во времени. Наряду с пространственными различиями состояния необходимо было также принимать во внимание изменения, которые претерпевает с течением времени состояние в каком-либо определенном месте. Новая физика, построенная на идеях Минковского, вообще не знает понятия изменяющегося поля. Новая физика знает только один вопрос: *как распределены в мире Минковского величины, характеризующие физическое состояние?* Действительно, если мы, например, знаем четырёхмерное температурное поле мира Минковского, то мы этим самым знаем, какая температура господствует в любом месте для каждого момента. Ибо из четырех осей какой-либо системы координат, построенной в температурном поле, одна истолковывается нами как ось времен, так что различия в направлении этой оси представляют собою изменение температуры во времени. Таким образом понятие изменемости поля теряет в четырёхмерном мире всякий смысл. Мир Минковского, рассматриваемый, как арена физических событий, есть осуществление определения вечности, даваемого Фомой Аквинским: вечность он называл «nunc stans» (остановившееся ныне).

Теоретическая физика может, таким образом, пониматься, как совокупность закономерностей, согласно которым распределяются в мире Минковского величины, характеризующие физическое состояние. Физические состояния могут, конечно, быть весьма разнообразны. В смысле экспериментальной физики мы различаем механическое, электромагнитное, оптическое и тепловое состояние ¹⁾. Громадное значение кинетической теории тепла состояло, как известно, в том, что она свела тепловые состояния на механические, и совершенно также Максвеллу (Maxwell) удалось обосновать электромагнитную теорию оптических процессов. Наконец, как раз на основе теории относительности сделалось ясным, что процессы движения должны быть по существу процессами электромагнитными, так что и механические состояния сводятся на электромагнитные.

Таким образом, в конце концов, вся физика свелась к проявлению электромагнитного поля. Но на основании уравнений, которые со времени Максвелла установлены для электромагнитного поля, можно показать, что в четырехмерном представлении все величины, характеризующие электромагнитное состояние, могут быть сведены к одной, из которой они легко получаются простой вычислительной операцией. Эта величина может быть представлена при помощи отрезка определенного направления, она есть так называемая векторная величина. Из принципа, лежащего в основании элементарного закона параллелограмма сил следует далее, что на плоскости всякий направленный отрезок вполне определяется, если известны две его компоненты по осям какой-нибудь определенной системы координат, построенной на этой плоскости; в пространстве, направленный отрезок вполне определяется тремя компонентами; в четырехмерном мире Минковского для его определения необходимо четыре компоненты. Четырехкомпонентный вектор, при помощи которого вполне определяется электромагнитное поле, называется электромагнитный вектор-потенциал. То обстоятельство, что этот вектор в мире Минковского не постоянен, но меняется от места к месту (и по величине и по направлению), обуславливает существование электромагнитного поля и вместе с тем осуществляет возможности для человека при помощи его органов чувств воспринимать механические, тепловые и оптические явления. Таким образом, физика, собственно говоря, вызывается существованием четырехмерного векторного поля. Одно лишь явление занимает особое место, это—тяготение.

Итак, физика вынуждена свести все физические явления к существованию двух полей, конечно, совпадающих во времени и в пространстве: электромагнитного поля и поля тяготения. Роль, которую в электромагнитном поле играет электричество, в поле тяготения при-

¹⁾ То, что акустические явления покоятся на процессах движения, было известно уже давно. Возможность же свести магнитные феномены к электрическим была указана Ампером (Ampère).

ясно, что игла имеет теперь *иное направление*, чем раньше в Вене. И однако же мы передвигали иглу от Вены до полярного круга по поверхности глобуса в ее собственном направлении, так что с точки зрения двухмерной геометрии мы могли бы с полным правом утверждать, что направление иглы *не изменилось*.

Еще яснее выступит перед нами неопределенность направления, если мы проведем на глобусе две кривые, которые ведут от Вены на Париж. Эти кривые мы построим так, чтобы одна проходила через Амстердам, а другая—через Рим. Будем в обоих случаях передвигать иглу вдоль рассматриваемых кривых так, чтобы начальная точка иглы подвигалась по кривой, в то время как игла перемещается параллельно самой себе. Мы найдем, что в обоих случаях игла по своему прибытию в Париж имеет различное направление ¹⁾.

Уже это простое рассмотрение показывает нам, что на искривленной поверхности *математическая теория направленных величин* должна быть во всяком случае сложнее, чем на плоскости. Очевидно на искривленной поверхности мы не можем, вообще говоря, построить «геометрию отдаленного» (Ferngeometrie), подобно тому, как это делается на плоскости, а лишь так называемую *геометрию близлежащего*. (Nahegeometrie). Но если мы даже ограничимся геометрией близлежащего, то, очевидно, мы прежде всего должны быть в состоянии *сравнивать между собой направления в двух соседних точках*. Действительно, пусть A есть какая-нибудь точка, а B —точка, как мы выражаемся, бесконечно близкая, и пусть нам дано какое-нибудь направление в точке A ; тогда для того, чтобы вообще быть в состоянии построить хотя бы геометрию близлежащего, мы должны знать, какое направление в точке B соответствует данному направлению в точке A в качестве «того же направления». Ясно, что мы можем знать это только в том случае, если нам дана в точке A некоторая величина, которая определяет известным образом способ *изменения направления* при переходе от точки A к соседней. Эта величина оказывается тензорной в данном выше (узком) смысле этого слова.

Еще Гаусс сделал весьма важное открытие, что при помощи этих тензоров определяется длина кривых, величина углов и площадь фигур; следовательно, и обратно, тензор может быть разыскан путем измерений в рассматриваемой части поверхности, при чем нам ничего не нужно знать относительно того, как «расположена» поверхность в пространстве. Таким образом при помощи тензора впервые устанавливаются измерительные отношения; поэтому его называют *основным метрическим тензором*, ибо им впервые определяется так называемая метрика; само собой разумеется, что в общей геометрии поверхностей мы рассматриваем основной метрический тензор, как величину, меняющуюся непрерывно от места к месту, так что данная

¹⁾ На математическом языке это обстоятельство выражается законом, согласно которому в неплоской геометрии проблема переноса направления не интегрируема.

поверхность представляет в то же время *поле* своего собственного основного метрического тензора. Если нам дано это поле, то мы можем построить геометрию на поверхности, ничего не зная о виде этой поверхности. Так называемая евклидова геометрия является частным случаем общей геометрии поверхностей, характеризуемым тем, что в ней компоненты основного метрического тензора по всем координатным направлениям обращаются либо в нуль, либо в единицу ¹⁾.

До сих пор мы намеренно говорили лишь о геометрии двух измерений; ибо только относительно двумерного многообразия возможно для нас ясное представление того, как оно расположено в многообразии, число измерений которого больше на единицу. Для трехмерного многообразия возможность аналогичного ясного представления уже отсутствует. Однако еще Риман знал, что нашу обычную геометрию следует рассматривать, лишь как частный случай более общей трехмерной геометрии, в которой основной метрический тензор меняется от места к месту; и то, что справедливо для трехмерной геометрии, справедливо—это также было известно Риману—и для геометрии любого числа измерений. Число компонент основного метрического тензора при этом всегда равно сумме чисел координатных осей и координатных поверхностей; в двумерной геометрии тензор имеет, следовательно, три компоненты, в трехмерной—шесть, в четырехмерной—десять.

Первое произвольное допущение евклидовой геометрии состоит, как мы видели, в том, что в ней говорят просто о направлении, тогда как в геометрии, свободной от произвола, можно говорить только о направлении в определенной точке. Если мы таким образом формулируем первое произвольное допущение геометрии Евклида, то мы, естественно, придем и к выяснению второго допущения, которое впервые было открыто Вейлем в 1918 году. Это второе допущение состоит в том, что в классической, равно как и в римановой геометрии мы говорим просто о длине, тогда как следует всегда говорить лишь *о длине в определенной малой области*. Как мы видели, по направлению в одной точке нельзя, вообще говоря, заключить, что оно такое же самое, как и направление в какой-либо отдаленной точке; совершенно также оказывается лишенным смысла и заключение, что два малых отрезка, проведенных в двух удаленных областях, имеют одну и ту же длину. В последовательно проведенной геометрии близлежащего сравнения между собою двух длин, вообще говоря, так же затруднительно, как и сравнение двух направлений ²⁾.

¹⁾ В единицу обращаются компоненты, индексы которых—дважды повторенная цифра; остальные обращаются в нули (ср. примечание на стр. 8).

²⁾ Выражаясь языком математики, скажем: перенос направления, равно как и перенос длины, вообще говоря, есть задача неинтегрируемая.

ческой точки зрения геометрический квант оказывается так называемым *действием*, умноженным на постоянную скорость света, при чем под «действием», как известно, понимается произведение энергии на время.

В начале XX столетия возникла новая теория, приведшая к важнейшим следствиям во многих областях физики, именно в теории атома. Это так называемая теория квантов, которая основывается на допущении, что количество действия, связанное с каким-либо физическим явлением, есть целое кратное так называемого элементарного кванта действия. Но так как с математической точки зрения действие, умноженное на постоянную скорость света, есть, согласно сказанному выше, отвлеченное число, то вопрос об обосновании теории квантов оказывается теснейшим образом связанным с основной проблемой *арифметики*, с вопросом о *сущности числа*.

Все яснее становится заключение, что основы физики те же, что и основы математики. Благодаря физике общая геометрия впервые получает смысл и содержание; и обратно, может быть, физика есть не что иное, как переведенная на другой язык геометрия четырехмерного многообразия, которое в силу нашей интерпретации распадается на пространство и время.

Перев. Г. С. Ландсберг.

Физика и кристаллография.

Г. В. Вульф.

1919 и 1920 годы были юбилейными годами для физики кристаллов. 250 лет тому назад, в 1669 году, датский ученый, член Флорентийской Академии опытных наук—Академия del Cimento—Николай Стенон (Nikolaus Steno) издал книгу, озаглавленную De solido intra solidum naturaliter contento, т.-е. «О твердом теле, естественным образом заключающемся в другом твердом теле». Год спустя появилась книга другого датского ученого Эразма Бартолинского (Erasmus Bartholinus) под заглавием Experimenta crystalli Instandici disdiaelastici, quibus mira et insolita refractio detegitur, т.-е. «Опыты с исландским колким кристаллом, в коих раскрывается удивительное и необычайное лучепреломление». Относительно второго сочинения не может быть никакого сомнения, что оно положило начало нашему знанию о двойном лучепреломлении в кристаллах. Это, действительно, было первое физическое явление, из всех характерных для кристаллов, обратившее на себя внимание. Наблюдение Эразма Бартолинского послужило материалом для классических работ Х. Хюйгенса и легло в основание всей кристаллооптики. Поэтому, казалось бы, что следовало считать Эразма Бартолинского основателем кристаллофизики, тем более, что относительно работы Стенона, несомненно, последует возражение, что она, хотя и легла в основание новой науки, но наука эта была не физика кристаллов, а кристаллография. Возражение это имеет за собой известное основание и опирается на общепринятый взгляд на значение открытия Стенона—так называемого закона постоянства углов кристаллов. Однако же в этом взгляде заключается недоразумение, так как при ближайшем рассмотрении оказывается, что этот именно закон должен считаться основным и исходным законом всей физики кристаллов, и поэтому основателем этого отдела физики надо считать именно Николая Стенона, Эразм же Бартолинский открыл лишь одно из многих явлений, характерных для кристаллов. Мы, однако же, нисколько не думаем умалять значение открытия свойного лучепреломления, ставшего ныне одним из самых изученных явлений и одним из самых важных свойств кристаллов, служащих для их определения в минералогии и петрографии. Таким обра-

зом, несколько не умаляя заслуг Эразма Бартолинского, мы посвятим наш очерк закону, открытому Стеноном, постараемся раскрыть его содержание, указать его важнейшее следствие и покажем, что закон этот есть, действительно, основной закон кристаллофизики.

I. Понятие о среде. Как известно, физика занимается изучением явлений природы, разнообразие которых бесконечно.

Рассмотрим два общеизвестных физических явления—распространение звука и распространение магнитных сил. Возьмем будильник, заставим его звонить и, поставив его на тарелку воздушного насоса, накроем колпаком и станем выкачивать воздух. По мере выкачивания воздуха звук звонка станет слабеть и, наконец, совершенно перестанет быть слышен, хотя молоточек звонка с прежней силой будет ударяться о звонок будильника. Если под колокол насоса поместить магнитную стрелку, то она начнет вертеться на своей подставке при поднесении магнита к стеклянному колоколу насоса, и это действие магнита на стрелку не прекращается и после выкачивания воздуха. Наоборот, стрелка становится еще более подвижной, не встречая со стороны воздуха препятствия к своему вращению.

Какое следствие извлекаем мы из нашего опыта? Повидимому, то, что звуковые явления не могут происходить в безвоздушном пространстве, в *пустоте*, магнитные же могут. Свет тоже может распространяться в пустоте, так как мы видим и будильник и магнитную стрелку сквозь окружающую их пустоту. Если бы мы поставили под колокол воздушного насоса электроскоп, то его листочки расходятся бы от поднесенного к колпаку наэлектризованного тела, что указывает на то, что и электрические силы могут распространяться в *пустоте*.

Однако с таким выводом мысль современного физика не мирится. Мы считаем, что всякое явление может происходить лишь в *среде*, что в *пустоте* никакое явление не возможно и что в природе нет сил, действующих на расстоянии, без посредства промежуточных частей пространства, занятых какой-либо средой.

Мы считаем М. Фарадея одним из гениальнейших физиков именно за то, что, отвергнув возможность действия магнитных и электрических сил на расстоянии, он первый составил ясное представление о способе передачи этих сил от точки к точке в среде, окружающей наэлектризованные тела и магниты.

Отвергнув действие на расстоянии, мы отвергаем и существование пустого пространства и считаем, что, выкачав из-под колокола воздушного насоса воздух, очевидно необходимый для распространения звука, мы все же не выкачали еще *что-то* необходимого для распространения света, электрических и магнитных сил. Это что-то не похоже на обыкновенное вещество, вроде воздуха или водяного пара, оно не материально в обыкновенном смысле этого слова или, как говорят, оно не *весомо*. Мы называем это нечто *эфиром*.

Мы назовем средою то, что, заполяя пространство, делает в нем возможными физические явления. Если бы нам удалось выкачать и эфир, то мы получили бы одно геометрическое пространство, в котором, по нашему мнению, не могло бы происходить никаких явлений.

Мы видим, что понятие о среде не совпадает с понятием о веществе: эфир—среда, но не вещество в обыкновенном смысле слова. В силу данного определения, мы переносим на среду известные свойства пространства. Так, среду мы можем представить себе безграничною, как, напр., мировое пространство.

Если среда ограничена со всех сторон поверхностями, отделяющими ее от окружающего пространства, то такой участок среды мы называем физическим телом или просто *телом*.

2. Кристаллы и кристаллография. Тела бывают газообразные, жидкие и твердые. В нашем очерке мы займемся лишь твердыми телами и притом *кристаллизованными*.

Рассматривая ряд кристаллизованных тел, напр., кристаллы кварца, каменной соли, известкового (исландского) шпата, полевого шпата, мы сейчас же увидим, что все это тела, ограниченные плоскими поверхностями, гранями, возникшими на них сами собою, при самом образовании этих тел. Эта многогранная форма существенно характерна для кристаллов и должна иметь свои особенные законы. У нас является естественная потребность разобраться в этих законах, уяснить себе природу этой удивительной геометрически правильной формы. Необходимо должна была возникнуть наука о кристаллах, и, действительно, такая наука существует и называется *кристаллографией*.

3. Явления, наблюдаемые в кристаллах. Кристаллы интересны не только со стороны своей правильной формы. Они интересны также и своими физическими свойствами. В *кристаллической среде* могут происходить явления, вовсе не зависящие от формы кристалла.

Вышлифуем или выколем из кристалла исландского шпата пластинку и накроем ею светлую дырочку в куске картона: дырочка покажется нам раздвоенною. Каждый луч света, входящий внутрь кристалла исландского шпата, подвергается такому раздвоению или, как говорят, двойному лучепреломлению. Лишь луч, проходящий по одному, направлению в кристалле по оптической оси кристалла, не обнаруживает раздвоения.

Это явление и было открыто в 1669 году Эразмом Бартолинским на кристаллах того же исландского шпата и послужило материалом Х. Хюйгенсу для его классического исследования в 1672 году.

Двойное лучепреломление служит источником многих, иногда весьма красивых явлений, наблюдаемых в кристаллах.

Пропустим пучок света через толстую пластинку исландского шпата, препарированную так, чтобы можно было воспользоваться

лишь одним из обоих проходящих в ней лучей. Такая пластинка называется николевой призмой и имеет уже вид столбика, а не пластинки. Сделаем пучок лучей сходящимся помощью системы сильных собирательных стекол и направим его вершину в пластинку из исландского шпата, вырезанную из кристалла перпендикулярно оптической оси. Затем пропустим лучи через другую систему сильных чечевиц и другую николеву призму и, наконец, получим на экране помощью чечевицы изображение того места пространства, в котором вторая система чечевиц может давать изображение от очень удаленных предметов. Мы получим красивую систему радужных кругов, пересеченную через центр темным или светлым крестом, смотря по относительному положению обеих николевых призм. Центр фигуры отвечает оптической оси кристалла, т.-е. направлению, по которому нет двойного лучепреломления.

Есть кристаллы с двумя оптическими осями, как, напр., арагонит. Если взять пластинку из такого двуосного кристалла, то на экране получим два очка, окруженных системой радужных кривых, замыкающихся сперва вокруг каждого из очков, а потом охватывающих оба очка вместе.

На этих двух примерах—интерференционной фигуре в исландском шпате и в арагоните с особой ясностью выступает различие понятия о среде от понятия о веществе. Исландский шпат и арагонит представляют из себя одно и то же вещество—углекальцевую соль. Однако же явления в исландском шпате и в арагоните различны, очевидно потому, что в них вещество углекальцевой соли образует две среды с различными свойствами. Это различие мы склонны приписывать различному расположению частиц вещества в обоих кристаллах.

Описанные явления и бесчисленное множество других, наблюдаемых в кристаллах, делают кристаллы весьма интересными для физика. Этот интерес увеличивается еще и тем, что в кристаллах можно наблюдать такие явления, которые в других твердых телах происходить не могут. К таким явлениям относится способность кристаллов электризоваться от изменения температуры, т. н. пирозлектричество.

Для физика кристалл представляется особою средою, в которой возможны особые явления. Для того, чтобы изучать эти явления, физик делает из кристаллов *препараты*, напр., пластинки, николевы призмы и т. п. Для этого приходится кристалл прежде всего лишать его внешней формы, не шадя ее красоты.

Повидимому, *форма* кристалла не интересна для физика или может быть интересна лишь постольку, поскольку она может оказать помощь при изучении происходящих в кристалле явлений. В связи с этим, казалось бы, для физика не может быть интересна и наука о форме кристаллов, какую представляется на первый взгляд кристаллография.

Известный своими работами в области физики кристаллов В. Фойгт так выражается в своем учебнике кристаллофизики: «для того, чтобы войти в обетованную землю кристалла физики, вовсе не нужно проходить всей пустыни кристаллографии, вовсе не нужно знакомиться со всем богатством форм кристаллов, как бы эти формы ни были привлекательны сами по себе».

Посмотрим же, так ли, действительно, не нужна физику кристаллография, как это кажется на первый взгляд и как это утверждают такие видные авторитеты, как В. Фойгт. Мы увидим из дальнейшего изложения, что такое утверждение основано на одном коренном недоразумении, ведущем свое начало с самого основания кристаллографии, т. е. с самого открытия в 1669 году Стеноном его закона постоянства углов. Мы увидим, что, будучи правильно истолкован, этот закон определяет кристалл не как физическое тело, имеющее известную форму, а как среду. Прежде, однако же, чем показать это, я скажу несколько слов о другом недоразумении, к сожалению, тоже очень распространенном и состоящем в том, что кристалл весьма часто называют и считают *неделимым* в смысле индивидуальности.

4. В каком смысле кристалл можно назвать неделимым? Очень часто приходится читать и слышать, что кристалл есть неделимое (индивидуум) неорганического мира и, как таковое, он характеризуется формой, отличающей его от неделимых других пород, как, напр., собака по своей форме отличается от лошади или от кошки, роза от лилии и т. п. Увлечшись этой аналогией, многие исследователи склонны видеть сходство кристалла с неделимым органического мира еще во многих других отношениях. Напр., способность кристалла восстанавливать утраченную при разломе внешнюю форму, когда кристалл вновь помещается в свой маточный раствор—явление так называемой регенерации кристаллов,—сравнивают со способностью многих организмов восстанавливать свои случайно утраченные органы.

В одном из годовичных собраний Моск. Физического общества имени П. Н. Лебедева А. Б. Млодзеевский познакомил собравшуюся аудиторию с рядом в высшей степени интересных и поучительных случаев, когда неорганическая природа замечательным образом воспроизводит такие сложные формы организмов, как грибы, водоросли и т. п., подражая этим организмам не только по виду, но и по способности расти, питаться и размножаться. Он показал, напр., на экране, как капля хлороформа «съедает» стеклянный волосок, смазанный шеллаком, и, «переварив» шеллак, выбрасывает «непереваренный» волосок и много других интересных явлений подобного рода. Однако же, несмотря на все сходство этих явлений с явлениями живой природы, все же это лишь аналогия, а не действительное тождество; что же касается кристаллов, то весьма простой и общеизвестный опыт показывает, что на кристалл нельзя распространить даже такой аналогии. Кристалл обладает способностью колотиться по *спай-*

ности ровными плоскостями, часто параллельными внешним граням. Напр., каменная соль, кристаллизующаяся, как говорят (хотя и не точно) в кубах, колетса по спайности по плоскостям, параллельным граням куба. Полученные осколки по своим физическим свойствам ничем не отличаются от первоначального кристалла. Тут даже нет аналогии с делением низших организмов, ибо в таких организмах всегда есть орган—ядро, которое делится раньше, чем весь организм распадется на части, и каждая часть должна получить свое ядро, чтобы стать самостоятельным организмом.

Опыт с раскалыванием кристалла по спайности показывает как раз обратное, а именно, что кристалл есть нечто противоположное неделимому. Кристалл также нельзя назвать неделимым, как и каплю жидкости или пузырек газа, и все аналогии между кристаллом и организмами, построенные на этом названии, надо считать чистейшим недоразумением. Надежду перекинуть мост между неорганическим миром и живой природой помощью кристаллов нужно признать заведомой утопией.

Можно получить капли жидкости, взвешенные в другой жидкости, одинакового с ней удельного веса. Как известно, капли принимают тогда вполне определенную форму шара. Будучи раздроблены, они «регенерируют», т.-е. их части, вначале неправильные, становятся опять шарообразными. При этом капли «размножаются»—«неделимых» становится больше. Две капли при соприкосновении сливаются в одну, тоже принимающую форму шара, что можно сравнить с т. н. копуляцией низших организмов. Несмотря на все это, мы не станем серьезно утверждать, что такая капля жидкости вполне определенной формы есть неделимое, индивидуум. Если мы и решимся применить к капле это название, то лишь в очень узком смысле, в каком можно применить его ко всякому физическому телу определенной формы и определенных размеров. К этому вопросу мы еще вернемся в дальнейшем изложении.

Как дробление капли показывает, что капля жидкости есть лишь часть жидкой среды, так и опыт со спайностью обнаруживает, что и на кристалл надо смотреть, как на *твердую среду*, размеры которой случайны и свойства которой от этих размеров не зависят.

5. Закон постоянства углов кристаллов. Первые наблюдатели, разбиравшиеся в форме кристаллов одного и того же вещества, встретились с значительными трудностями. Казалось, что нет двух похожих друг на друга кристаллов. В глаза больше бросается различие, а не сходство, а между тем должно же в чем-нибудь заключаться сходство между кристаллами одного и того же вещества. Сходство это впервые и было установлено Н. Стеноном в 1669 году в его диссертации, заглавие которой приведено в самом начале нашей статьи. В начале его книги, после заглавной страницы помещена таблица рисунков с объяснительным к ней текстом, большего формата, чем

книга, а потому и сложенная в несколько раз. Эта таблица, как говорится в объяснительном тексте, составлена после спешного написания его книги. На таблице первые тридцать фигур изображают различной формы продольные и поперечные сечения кристаллов горного хрусталя — «кристалла», как называли его Стенон и его современники. Эти сечения представляют большое разнообразие. Относительно двух наиболее неправильных продольных сечений Стенон говорит в объяснении, что он мог бы привести множество подобных примеров, когда и длина и число сторон сечения весьма меняются, «но без изменения углов» «5 et 6 figura ex illarum genere sunt, quas innumeras afferre potui ad evincendum in plano axis laterum et numerum et longitudinem varie mutari non mutatis angulis». То же самое он говорит и по поводу вида поперечного сечения. Это разнообразие в величине сторон сечений Стенон объясняет разным количеством вещества, отлагающегося параллельными слоями на различных гранях кристалла, что указывает на то, что он близко подошел к понятию о скоростях роста граней кристалла. Таким образом по Стенону кристаллы одного и того же вещества характеризуются одинаковыми величинами соответственных углов.

Закон, открытый Стеноном, лег в основание всей кристаллографии, как ее первый закон — закон *постоянства углов*.

Было бы глубоким заблуждением утверждать, что закон Стенона касается *формы* кристалла или определяет эту форму. Однако же с этим заблуждением приходится весьма часто считаться, и оно является главною причиной неправильного взгляда на кристаллографию и даже неправильного ее изложения во многих учебниках.

Дело в том, что, будучи понят правильно, закон Стенона утверждает, что кристалл определяется не *формой* граней, а лишь *направлениями*, по которым на кристалле встречаем грани. Если определим направление грани перпендикуляром, *нормалю*, проведенной к грани из какой-либо точки внутри кристалла, то кристалл определяется по закону Стенона совокупностью таких нормалей, заключающих между собою углы, характеристичные для кристаллов данного вещества. *Длина этих нормалей вполне неопределенна*: вполне безразлично, на каком расстоянии от выбранной внутри кристалла точки мы встретим грань, идя по данной нормали.

Определяя лишь направление, по которому на кристалле мы можем встретить какую-либо грань, закон Стенона определяет кристалл, как *среду неопределенного* протяжения и притом *среду анизотропную*, т.-е. такую, свойства которой зависят от направления. Идя по одному направлению изнутри кристалла, мы встретим грань, идя по другому, мы встретим другую грань, на другом расстоянии, или встретим ребро или вершину. Способность ограничиваться плоскими гранями ставится законом Стенона в параллель с любым другим векторным свойством кристалла, например, со скоростью распространения света, изменяю-

щей свою величину с направлением в кристалле. Мы видим, как из-за геометрии выступает физика, и это уже на заре всего учения о кристаллах. К сожалению, эта физика, явственно выступающая в работе Стенона, осталась и остается поныне в значительной мере не оцененной и даже незамеченной, и кристаллография не получила своевременно тех физических оснований, которые отвечают ее истинному содержанию и были заложены при самом ее возникновении.

Последнее время закон Стенона привел к очень характерному способу изображения кристаллов, сближающему методы кристаллографии с методами астрономии. Астроном тоже имеет дело с направлениями, по которым мы видим небесные светила. Эти направления являются в виде прямых линий, выходящих из глаза наблюдателя и идущих к светилам. Астроном пересекает эти прямые поверхностью шара, имеющего центр в глазу наблюдателя и изображает светила точками пересечения прямых с шаром. Направления прямых он определяет помощью *теодолита*—инструмента с двумя взаимноперпендикулярными деленными кругами. В соответствии с данными, полученными при измерении теодолитом, положения точек на шаре определяются двумя числами, *сферическими координатами*. При изучении кристаллов теперь поступают совершенно так же, определяя относительное направление нормалей к граням помощью *теодолитного гониометра* и нанося результаты определения в виде точек на поверхность шара.

6. Закон целых чисел. Если основной закон кристаллографии переносит все внимание на кристалл, как на среду, то и другие законы этой науки должны естественным образом также характеризовать кристалл, как среду. В этом отношении весьма поучителен *закон целых чисел*, определяющий всю совокупность граней кристалла, сколько бы этих граней ни наблюдалось на кристалле, и позволяющий предсказывать направления, по которым можно надеяться встретить новые грани.

Здесь не место вдаваться в подробности, но дело касается вопроса столь важного и существенного для целей этой статьи, что я посвящаю несколько строк его выяснению.

В поисках закона, связывающего грани кристалла в одно целое, мы упростим нашу задачу, если сведем ее на плоскость. Если, скажем мы, существует закон, связывающий в одно целое грани кристалла, то должен существовать и закон, связывающий в одно целое и систему ребер кристалла, как систему прямых, по которым пересекаются грани кристалла. Если это так, то достаточно рассмотреть одну из граней кристалла, ограниченную достаточным числом ребер, и найти закон расположения этих ребер. Этим и будет задача сведена на плоскость.

Возьмем грань кристалла и определим относительное направление ограничивающих ее ребер, проведя из какой-либо точки на плоскости прямые, параллельные этим ребрам. В полученном пучке пря-

мы возьмем две прямые за *оси* и третью за *единичное* ребро. На единичном ребре возьмем точку на произвольном удалении от *начала*, т.-е. от точки пересечения всех прямых, и проведем через нее две прямые, параллельные осям. Между проведенными прямыми и осями образуется параллелограмм. Повторим этот параллелограмм сколько угодно раз, проведя два ряда прямых, параллельных осям. Мы получим т. н. плоскую *параллелограмматическую* сетку или просто *сетку*. Построив такую сетку, мы легко заметим, что все ребра, входящие в наш пучок, представляются *рядами* сетки, т.-е. прямыми, проходящими через вершины параллелограммов, которые в данном случае называются *узлами* сетки. Таким образом вся система ребер, ограничивающая какую-либо грань кристалла, определяется одной плоской сеткой. Обобщая это построение на пространство трех измерений, мы получим вместо плоской сетки *пространственную решетку*, связывающую в одну систему все ребра кристалла, являющиеся рядами такой решетки. Грани кристалла являются плоскими сетками в такой решетке, и весь кристалл можно вырезать из решетки, проводя плоские разрезы по сеткам решетки. Оказывается, что чем гуще будет сетка, выражающая грань кристалла, тем эта грань является больше развитой на кристалле и встречается на нем чаще, чем другие грани, отвечающие менее густым сеткам.

Оказывается, что и этот закон ничего не говорит о форме кристалла, а лишь о направлениях, связываемых в одно целое пространственной решеткой. Значит, и решетка характеризует кристалл, как *среду*.

Более того, решетка характеризует кристалл, как однородную анизотропную среду. Однородность среды выражается в однообразном и правильном повторении узлов решетки в пространстве, анизотропия—в неодинаковом расстоянии узлов по рядам решетки разного направления. Так же, как и среда, решетка представляет образ бесконечного протяжения, не имеющий определенных границ.

7. Симметрия кристаллической среды. Решетка характеризует кристалл еще с одной в высшей степени важной и существенной стороны. Дело в том, что *решетка есть симметрический образ*. Под симметрическим образом мы понимаем образ, состоящий из одинаковых, периодически повторяющихся частей. В решетке такими частями являются узлы, расположенные на равных промежутках вдоль рядов решетки. Так как каждый кристалл выражается пространственной решеткой, как бы его заполняющей, то, стало-быть, каждый кристалл есть по своей природе *симметричная* среда.

В кристалле симметрично расположенные направления должны быть *физически* равнозначны, т.-е. какое-нибудь физическое свойство вещества кристалла, выражающееся вектором, должно иметь одну и ту же величину по всем этим направлениям. Самые грани кристалла должны считаться одинаковыми и симметричными друг другу, если

они физически равнозначны. Для определения равнозначности граней прибегают к испытанию их на их отношение к внешним воздействиям, напр., на отношение к растворителям, получая т. н. *фигуры вытравления*. Если на две грани кристалла растворитель действует одинаково, образуя на них одинаковые фигуры вытравления, то такие две грани должны быть одинаковы и симметрично расположены на кристалле. Говорят, что они составляют одну *кристаллографическую форму*, при чем опять-таки для этой формы характерно лишь относительное положение входящих в нее граней.

Определив точно понятие симметрии, что было сделано не сразу, а постепенно, совокупными усилиями многих исследователей, среди которых мы встречаем имена Хесселя, Бравэ, Миннигероде, Гадолина, Кюри, Федорова и других, мы можем вывести все возможные случаи симметрии кристаллической среды. Таких случаев оказывается *тридцать два*.

Если бы кристаллография была учением о форме кристаллов, то наглядное изображение этого результата состояло бы из таблицы с изображением различных многогранников, отвечающих каждому случаю симметрии. Такие наглядные таблицы действительно существуют, но на них изображаются вовсе не многогранники, а шары, разделенные на симметричные части. Число участков, на которые распадается шар, соответствует числу *равных* или *равнозначных* направлений, характеризующему кристаллическую среду данной симметрии. При этом равными или равнозначными направлениями считаются такие, по которым величина какого-либо векторного свойства кристалла должна иметь одинаковое значение. Кристалл существенно характеризуется числом и относительным расположением таких равнозначных направлений, а не чем-либо иным. Если точками на шаре отметить равнозначные друг другу направления кристалла и провести в этих точках плоскости, касательные к шару, то эти плоскости взаимным своим пересечением образуют многогранник, так называемую простую *форму* кристалла, но этот многогранник по своей форме никогда не выявляется на кристалле. Если, напр., полученная простая форма будет куб, то это значит, что в кристаллах данной симметрии существуют шесть равных попарно взаимнопротивоположных направлений, расположенных по трем взаимноперпендикулярным прямым. Подобная система равных направлений существует, напр., в каменной соли, и соответственно этому кристаллы этого вещества одеваются шестью гранями, параллельными плоскостям куба. Говорят, поэтому, что каменная соль кристаллизуется в кубах, однакоже кристаллы этого вещества *никогда* не имеют формы кубов в геометрическом смысле этого термина.

Подобная таблица с шарами вместо многогранников, представляющая венец всего учения о кристаллах, убедительнейшим образом говорит, что предмет этого учения заключается не в *форме* кристал-

лов, а в *геометрических свойствах и в частности в симметрии кристаллической среды*. Это и составляет настоящее содержание кристаллографии. Все остальное может быть отнесено к той пустыне, о которой говорит В. Фойгт; пески этой пустыни заносили в течение двух с половиной веков настоящий смысл закона Стенона, лежащего в основании всего этого в высшей степени ясного и простого учения.

8. **Зависимость явлений от симметрии среды.** Как же после всего сказанного можно утверждать, что для физика не нужна кристаллография? Ведь всякое явление происходит в зависимости от симметрии среды.

Сделаем такой простой опыт, наглядно показывающий эту зависимость. Возьмем пластинку гипса, покроем ее слоем воска и прикоснемся нагретой иглой. Воск оплавится вокруг иглы, и граница расплавленной части окажется эллиптической формы. Почему? Ответим на это таким опытом. Покроем парафином медную проволочную сетку с квадратными петлями так, чтобы парафин равномерно заполнил все петли сетки, затем, дав парафину остыть, нагреем сетку в одном месте на маленьком пламечке и стряхнем расплавленный парафин. Получится *круглое* поле, свободное от парафина. Скосим другой кусок такой же сетки, потянув его за противоположные углы. Мы получим сетку с ромбическими петлями, и если с такой сеткой продедем тот же опыт, то получится свободное от парафина поле *эллиптического* вида. В сетке все осталось прежнее, кроме симметрии, которая стала иная, в соответствии с чем получилась и иная скорость распространения теплоты по различным направлениям. Очевидно, и в гипсе дело зависит от симметрии среды.

Так как явления зависят от симметрии среды, то физику необходимо знать эту симметрию, чтобы учесть ход явления. В среде изотропной, в которой все направления одинаковы, нет нужды обращать внимания на свойства *среды*. Мы говорим о распространении света, звука в *пространстве*, или о скорости их в воздухе, воде и прочих *веществах*. Мы оставляем в стороне промежуточное понятие о среде. Разбирая же явления в кристаллах, мы должны считаться с понятием о среде и должны знать *геометрические свойства кристаллической среды*, т.-е. *кристаллографию*. Таким образом кристаллография является вводной главой в физику кристаллов.

9. **Форма кристалла.** Мы видели, что построенная на законе Стенона кристаллография ничего не говорит о кристалле, как о физическом *теле*, имеющем определенную форму, хотя бы и отличную от формы других тел из того же вещества. А между тем эта внешняя форма есть нечто вполне реальное, и если различные кристаллы одного и того же вещества различаются по своей внешней форме, то это, очевидно, зависит от различия в условиях, при которых образовались эти кристаллы.

Выяснение условий, при которых кристалл получает ту или другую форму, было достигнуто сравнительно недавно, почти в наше время, трудами американского физика В. Гиббса и французского физика П. Кюри. Независимо друг от друга они обратили внимание, что, кроме внутренних сил, вызывающих многогранную форму кристалла, кристалл растет еще под влиянием сил, действующих на его поверхности, отделяющей его от внешней, питающей его среды. Эти силы производят работу роста кристалла, под влиянием которой изменяется величина и вид поверхности кристалла. Относительно этой-то энергии Гиббс и Кюри высказали принцип, носящий их имя и состоящий в том, что величина этой поверхностной энергии кристалла должна быть наименьшая при данном объеме кристалла. Этот принцип есть лишь частный случай более общего принципа экономии, постоянно наблюдающегося в явлениях природы.

Вернувшись к нашему опыту с каплей жидкости, взвешенной в другой жидкости, мы сейчас же увидим, что форма капли подчиняется тому же принципу, но только случай с каплей гораздо проще. На поверхности капли также действуют силы, изменяющие ее форму и придающие ей вид, при котором ее поверхность, а вместе с тем и энергия этой поверхности будет наименьшая при данном объеме капли. Для капли жидкости, частицы которой движутся друг около друга с одинаковой легкостью по всем направлениям, условие это будет выполнено, когда капля примет форму шара, так как из всех фигур, ограниченных криволинейными поверхностями, шар, при данном объеме, обладает наименьшею поверхностью. С кристаллами дело обстоит сложнее. Благодаря анизотропии кристаллов, каждая грань кристалла обладает своей особой величиной поверхностной энергии, отнесенной к единице площади грани. Эту величину называют капиллярной постоянной грани. Поэтому, чтобы вычислить общую величину поверхностной энергии кристалла, надо умножить капиллярную постоянную каждой грани на площадь соответственной грани и сложить все полученные произведения. Эта величина и должна иметь наименьшее значение при данном объеме кристалла. Дифференциальное вычисление дает способ, по которому из этого условия можно вычислить размеры и форму отдельных граней кристалла, а потому определить и форму всего кристалла.

Однакоже, способ этот, применение которого Кюри показал на двух простых примерах, сложен и не нагляден; мне же удалось найти чисто геометрическое построение, весьма наглядное и ведущее очень просто к цели. Это построение состоит в том, что на нормалях к граням, проведенных из одной точки, откладываются от этой точки отрезки, пропорциональные капиллярным постоянным соответственных граней, и через концы полученных отрезков проводятся перпендикулярные плоскости. Своим взаимным пересечением эти плоскости определяют вокруг взятой точки выпуклый многогранник, подобный форме кри-

стала, удовлетворяющей принципу Гиббса-Кюри. Это построение является прямым дополнением построения Стенона, но уже в области учения о *форме* кристалла. Построение Стенона определяет кристалл, как однородную неограниченную среду и оставляет неопределенными длины нормалей к граням; данное же мною построение, характеризующее кристалл на основании принципа Кюри-Гиббса, как физическое тело, определяет расстояния, на которых должны быть отрезаны нормали Стенона, а тем самым и форму кристалла.

Таким образом, в отыскании внешней формы кристалла мы встречаемся с задачей из области физики.

10. Кристаллы и рентгеновские лучи. Мы видели, что направления всевозможных граней и ребер кристалла, какие бы на нем ни образовались при различных условиях, геометрически определяются пространственной решеткой, состоящей из точек—узлов, правильно расположенных в пространстве. Эта правильность расположения узлов решетки давно наводила на мысль, что кристаллы должны состоять из элементарных частиц, располагающихся по этим узлам. Это было очень вероятное предположение, но ему недоставало до сих пор убедительного доказательства, и оно так и оставалось лишь гипотезой. Представлению о кристалле, как о пространственной решетке недоставало физического содержания.

Лишь десять лет тому назад было сделано открытие большой важности, наполнившее кристаллическую среду таким физически-определенным содержанием. Та пустыня, о которой говорит Фойгт и под видом которой представлялось физике учение о геометрических свойствах кристаллов, оказалась весьма густо заселенной и притом не как попало, а в строго определенном, поистине изумительном порядке.

Я говорю об открытии диффракции рентгеновских лучей в кристаллах М. Лауэ в 1912 году. Об этом открытии много писалось и говорилось в свое время, и я здесь лишь напомню суть дела.

Узкий пучок рентгеновских лучей, пропущенный через кристалл, разлагается кристаллом на целый ряд узких пучков малой яркости. Приняв этот ряд пучков на фотографическую пластинку, мы получаем на пластинке после проявления следы пучков в виде темных пятен. Расположение пятен имеет особую правильность, указывающую на то, что все явление происходит так, как будто бы первоначальный пучок отражался в кристалле частично на целом ряде плоскостей, расположенных по тому же закону, по какому в кристалле расположены сетчатые его решетки. Исследуя ближе действие на падающий пучок рентгеновских лучей атомов, расположенных по узлам пространственной решетки, мы действительно найдем, что каждый атом становится источником *вторичных* рентгеновских лучей, усиливающих друг друга по законам интерференции света по совершенно определенным направлениям и что эти направления как раз соответствуют направ-

лениям, по которым начальный пучек отразился бы от сетчатых плоскостей, если бы эти плоскости были сплошные и могли бы действительно отражать рентгеновские лучи. Таким образом оказалось, что это замечательное явление, указывающее на тождество рентгеновского света со светом видимым, дающим явления интерференции для рентгеновского света, может быть вызвано в вышеописанном виде только в кристаллах, благодаря тому, что в кристаллах атомы располагаются по узлам пространственной решетки. С другой стороны, оказалось, что самый вид явления, т.-е. расположение и яркость отдельных вторичных пучков, зависит от способа расположения атомов в кристалле, так что из этого вида явления можно заключить о строении данного кристалла. Таким образом вопросы, касающиеся природы рентгеновских лучей, теснейшим образом сплелись с вопросами о структуре кристаллов и о их пространственной решетке, которая получила при этом физическое значение. Оказалось, что выяснить природу рентгеновского света возможно лишь при условии ясного представления геометрических свойств кристалла. С другой стороны мы получили в рентгеновских лучах могучий метод определения внутреннего строения кристаллов. Во введении в замечательную книгу У. Х. Брагга и У. Л. Брагга «Рентгеновские лучи и строение кристаллов» У. Х. Брагг говорит:

«Для того, чтобы усвоить содержание и успех нового учения (о природе рентгеновских лучей) необходимо иметь сведения, как о рентгеновских лучах, так и о кристаллографии. Так как эти отрасли знания до сих пор не были связаны друг с другом, то следует ожидать, что многие, интересующиеся их новым развитием, встретят препятствие в удручающем невежестве в той или другой из них».

Выразим уверенность, что отныне это препятствие устранится. Учение о кристаллах должно, наконец, занять место, соответствующее его настоящему содержанию, в ряду отделов нашего знания, стать главою физики,—главою, усвоить которую необходимо всем, интересующимся не только физикой твердого вещества, но и физикой вообще, доказательство чему мы видим в учении о рентгеновских лучах.

О сериальных спектрах элементов ¹⁾.

Нильс Бор.

Предмет, о котором я имею честь сегодня докладывать, следуя дружескому приглашению президиума Немецкого Физического Общества, очень обширен и было бы совершенно невозможно дать в одном докладе сколько-нибудь полный обзор чрезвычайно важных результатов, достигнутых в теории спектров. В последующем я попытаюсь выдвинуть некоторые исходные пункты, которые мне кажутся важными как для понимания современного состояния теории, так и для дальнейших возможностей ее развития в ближайшем будущем. К сожалению, время не позволит мне подробнее остановиться на истории развития спектральных теорий, хотя это и было бы интересно в связи с остальным; отсутствие исторического обзора не будет мешать пониманию последующего изложения, так как исходные положения, на основании которых немного лет тому назад пытались объяснить спектры, решительно отличаются от положений излагаемого ниже. Это различие распространяется как на развитие наших представлений о строении атома, так и на способ применения этих представлений к объяснению спектров. Что касается первого пункта, мы будем предполагать, по теории Rutherford'a, атом, состоящим из положительно заряженного ядра, вокруг которого вращается некоторое количество электронов; размеры ядра чрезвычайно малы в сравнении с величиною всего атома, в нем содержится, однако, почти вся атомная масса. Время не позволит мне привести оснований этой, так называемой *ядерной (нуклеарной) теории атома*, и те, весьма сильные подтверждения, которые она получила при исследованиях в самых различных областях. Мне хочется упомянуть только об одном результате, придавшем необычайную простоту и привлекательность современной теории атома, я говорю о том воззрении, что число электронов нейтрального атома равняется просто числу, определяющему положение соответствующего элемента в периодической системе. Это положение, высказанное впервые van den Broëck'ом является той программой, к которой должно сводиться

¹⁾ Доклад, прочитанный 27 апреля 1920 года на заседании Немецкого Физического Общества в Берлине (Zeitschrift für Physik, 2, p. 423, 1920).

объяснение физических и химических свойств элементов, — мы должны исходить из атомной модели, опирающейся на это число, так называемый «атомный номер». Попытка осуществления такой программы на основе классических законов механики и электродинамики связана с непреодолимыми затруднениями. Они особенно резки в случае спектров элементов. Затруднения здесь настолько ясны, что было бы лишней тратой времени останавливаться на них. Очевидно, что системы вышеупомянутого типа по обычным механическим и электродинамическим представлениям не могут обладать достаточной устойчивостью и потому не могут быть источником спектра, состоящего из резких линий.

В последующем мы основываемся на представлениях так называемой *теории квантов*. Нет необходимости, особенно здесь, в Берлине, излагать фундаментальные работы Планк'а о тепловом излучении, послужившие толчком к развитию теории квантов, согласно которой законы, определяющие ход атомных процессов, содержат существенный элемент прерывности. Я упомяну здесь только о главном результате Планк'а, относящемся к свойствам необычайно просто построенной атомной системы, так называемого «осциллятора» Планк'а. Этот осциллятор состоит из одной, электрически заряженной частицы, способной совершать гармонические колебания около положения равновесия с частотой, независимой от амплитуды. В результате рассмотрения статистического равновесия группы таких систем в поле излучения, Планк, как известно, пришел к выводу, что излучение и поглощение такими осцилляторами может производиться только таким способом, что при рассмотрении статистического равновесия приходится принимать во внимание исключительно некоторые, особые состояния осциллятора. В этих состояниях энергия системы является целым кратным числом так называемого «кванта энергии», пропорционального числу колебаний осциллятора. Особые значения энергии могут быть выражены формулой:

$$E_n = n h \omega, \quad (1)$$

где n — целое число, ω — число колебаний осциллятора и h — универсальная, так называемая Планк'овская постоянная. Попытка применения этого результата к объяснению спектров элементов наталкивается, однако, на затруднение, заключающееся в том, что движение частицы в атоме, несмотря на простоту строения последнего, вообще говоря, чрезвычайно сложно, в сравнении с движением осциллятора Планк'а. Отсюда возникает вопрос, каким образом должен быть обобщен вывод Планк'а, чтобы получить применение в данном случае? В этом отношении возможны различные точки зрения. Так, например, уравнение (1) можно рассматривать, как условие, определяющее отношения при особых движениях атомной системы, и можно пытаться искать общую форму этих условий. С другой стороны, можно смотреть на уравнение

(1), как на некоторое утверждение о свойствах процесса излучения, и следовательно, искать общие законы, определяющие эти процессы. В теории Планк'а принимается, как нечто само собою разумеющееся, что число колебаний света, поглощенного и излученного осциллятором, равно собственной частоте колебаний последнего. Это предположение может быть написано так:

$$\nu = \omega \quad (2)$$

где, как и в дальнейшем, мы обозначаем, с целью резкого разграничения, через ν — число колебаний излучаемого света и через ω — число колебаний частицы в атоме. Мы видим отсюда, что результат Планк'а может быть интерпретирован таким образом: осциллятор может излучать и поглощать свет только так называемыми «квантами излучения» величины

$$\Delta E = h\nu \quad (3)$$

Как известно, такая интерпретация привела Einstein'а к теории фотоэлектрического эффекта, имеющей большое значение, как применение теории квантов к явлению не статистического характера. Я не стану останавливаться на хорошо известных затруднениях, к которым приводит так называемая *гипотеза световых квантов* в явлениях интерференции, объяснение которой столь просто в классической теории излучения. Я вообще не намерен входить в обсуждение загадки, связанной с вопросом о природе излучения, предлагая только попытаться показать, каким образом возможно чисто формально построить теорию спектров, основные элементы которой являлись бы одновременным рациональным развитием той и другой интерпретации результата Планк'а.

Для истолкования явления линейных спектров элементов на основе указанного выше воззрения о строении атома мы вынуждены предполагать, что лучеиспускание атомной системы происходит так, что обычные представления не в состоянии истолковать процесса в деталях и не дают способа определения частоты колебаний излучения. Мы увидим, однако, что существует возможность простого объяснения общих эмпирических законов частот спектральных линий, если предположить, что для всякого излучения атомной системы имеет силу следующий закон природы: во все время процесса излучения, последнее обладает одной и той же частотой ν , определяемой таким *условием частоты*

$$h\nu = E' - E'', \quad (4)$$

где E' и E'' — энергия системы до и после излучения. Полагая в основу этот закон, мы заключаем, что спектры не дают нам картины движения частиц в атоме, как это принимается в обычной теории излучения, и позволяют судить только об изменениях энергии при тех или иных возможных процессах в атоме вышеуказанного типа. Согласно

такому воззрению, спектры свидетельствуют о существовании определенных исключительных значений энергии, соответствующих особым состояниям атома; ниже мы называем эти состояния *стационарными состояниями* атома, ибо предполагаем, что атом может пребывать конечный промежуток времени в каждом из таких состояний, и, покидая его, снова попадает в другое стационарное состояние. Несмотря на фундаментальное различие между таким воззрением и привычными представлениями механики и электродинамики, мы увидим возможность рационального сочетания вышеуказанной теории строения атома и фактов спектроскопии. Оказалось именно, что хотя мы и должны отказаться от применения механики при описании перехода из одного стационарного состояния в другое, тем не менее возможно построить связную теорию этих состояний, пользуясь обычной механикой для описания движения в самих стационарных состояниях.

Далее, процесс излучения, связанный с переходом из одного стационарного состояния в другое, не может быть прослежен в деталях с помощью обычных электро-магнитных представлений. Свойства излучения атома с точки зрения этих представлений обусловлены непосредственно движением системы и разложением этих движений на гармонические компоненты. Тем не менее оказалось, что существует глубокое *соответствие* (Korrespondenz) между различными типами возможных переходов от одного стационарного состояния к другому — с одной стороны, и различными гармоническими компонентами разложения — с другой. Таким образом разбираемая теория спектров может рассматриваться до некоторой степени, как обобщение представлений обычной теории излучения.

Для наиболее ясного изложения основных пунктов я рассмотрю, прежде чем переходить к сложным типам сериальных спектров, простейший *сериальный спектр водорода*. Как известно, этот спектр состоит из нескольких линий, числа колебаний которых с большою точностью могут быть выражены формулой Balmer'a:

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} \quad (5)$$

где K — постоянная, n' и n'' — целые числа. Полагая $n'' = 2$ и заставляя n' принимать значения 3, 4, ..., мы получаем хорошо известную серию водородных линий видимого спектра, полагая $n'' = 1$, или $n'' = 3$, мы получаем подобным же образом спектральные серии, наблюдаемые в ультра-фиолетовых и инфра-красных областях спектра. Обращаясь теперь к строению водородного атома, мы видим, что, по Rutherford'у, он просто состоит из одного заряженного ядра, вокруг которого движется единственный электрон. Для простоты мы предполагаем массу ядра бесконечно большой в сравнении с массой электрона и кроме того отвлекаемся от небольших изменений в движении, обусловленных

изменением массы электрона в зависимости от скорости, как того требует теория относительности. При таких предположениях электрон, по привычным механическим представлениям, будет описывать замкнутый эллипс с ядром в одном из фокусов; число оборотов в единицу времени ω и большая ось $2a$ этого эллипса связываются с энергией системы следующими простыми формулами, вытекающими из законов Кеплера:

$$\omega = \sqrt{\frac{2W^3}{\pi^2 e^4 m}} \quad ; \quad 2a = \frac{e^2}{W} \quad (6)$$

где e — заряд, m — масса электрона, W — работа, требующаяся для удаления электрона от ядра в бесконечность. Простота этих формул побуждает применить их для объяснения водородного спектра, но это невозможно до тех пор, пока наши представления опираются на классическую теорию излучения. В самом деле, по этой теории совершенно нельзя понять, каким образом водород испускает спектр, состоящий из тонких линий, ω меняется вместе с W и мы должны бы предположить, что частота излучаемого света непрерывно меняется во время излучения. Положение дела меняется, если мы рассмотрим задачу на основании вышеприведенных представлений теории квантов. Составим для каждой линии произведение $h\nu$, умножая на h обе стороны уравнения (5); мы видим, что правая часть полученного соотношения может быть написана в виде разности двух простых членов. Сравнивая с формулой (4), мы приходим к заключению, что отдельные линии спектра излучаются при переходе между двумя стационарными состояниями, принадлежащими к бесконечному ряду; энергия n -ного состояния определяется (если отбросить произвольную постоянную) выражением:

$$E_n = -\frac{K \cdot h}{n^2} \quad (7)$$

Выбор отрицательного знака определяется тем, что энергия атома проще всего характеризуется работой, требуемой для удаления электрона, мы обозначили ее выше через W . Подставляя в формулу (6) вместо W выражение (7), мы получаем число оборотов электрона и большую ось для n -ого стационарного состояния:

$$\omega_n = \frac{1}{n^3} \sqrt{\frac{2h^3 K^3}{\pi^2 e^4 m}} \quad ; \quad 2a_n = \frac{n^2 e^2}{h \cdot K} \quad (8)$$

Мы могли бы теперь исследовать отношение движений, описываемых этими формулами, к особым состояниям осциллятора Планк'а. Мы не будем, однако, ближе касаться этого вопроса, рациональная трактовка которого может привести к теоретическому определению постоянной K ; мы покажем только, каким образом это определение может быть получено простым сравнением излучаемого спектра и движений в стационарных состояниях, это сравнение приведет нас тотчас к вышеупомянутому принципу соответствия.

Согласно нашим предпосылкам, всякая водородная линия излучается при переходе между двумя состояниями атома, соответствующими различным значениям n ; число оборотов и большая ось эллипса могут быть при этом самыми разнообразными; как показывают формулы (8), с уменьшением энергии атома во время процесса излучения большая ось орбиты электрона уменьшается и число оборотов возрастает. Таким образом, вообще говоря, исключается возможность получить соотношение между числом оборотов электрона и частотой излучения, соответствующее обычным представлениям об излучении. Рассмотрим, однако, отношение чисел оборотов ω двух стационарных состояний, соответствующих данным величинам n' и n'' , если n' и n'' постепенно возрастают; мы увидим, что отношение приближается к единице, хотя разность $n' - n''$ остается неизменной. Таким образом открывается возможность получить некоторое основание для сравнения наших воззрений с обычными представлениями теории излучения в том случае, когда рассматриваются переходы, соответствующие большим значениям n' и n'' . Для частоты излучения при таком переходе на основании (5) мы имеем:

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} = (n' - n'') K \frac{n' + n''}{(n')^2 (n'')^2} \quad (9)$$

Если числа n' и n'' велики в сравнении с их разностью, это выражение на основании формул (8) приближенно может быть переписано так:

$$\nu \approx (n' - n'') \omega \sqrt{\frac{2\pi^2 e^4 m}{K h^3}} \quad (10)$$

где ω — число оборотов в одном из двух состояний. Число $n' - n''$ — целое; мы видим поэтому, что первая часть выражения, т. е. $\omega (n' - n'')$ совпадает с частотой одной из гармонических компонент, на которые может быть разложено эллиптическое движение электрона. Как известно, для всякого периодического движения с числом периодов ω , смещение ξ частицы системы в определенном направлении пространства может быть представлено, как функция времени тригонометрическим рядом формы:

$$\xi = \sum C_\tau \cos 2\pi(\tau \omega t + C_\tau) \quad (11)$$

где суммирование простирается на все положительные целые значения τ .

Мы видим таким образом, что частота света, излучаемого при переходе между стационарными состояниями, характеризующимися числами n' и n'' , большими в сравнении с их разностью, совпадает с одной из компонент излучения, которую можно ожидать при избранном движении электрона в стационарном состоянии на основании обычных представлений. Это совпадение произойдет в том случае, когда последний

фактор формулы (10) будет равен единице. Такое условие равносильно следующему:

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \quad (12)$$

Оно фактически выполняется, если подставить для K величину, найденную на основании измерений в водородном спектре, а для e, m, h величины, непосредственно определяемые на опыте. Такое совпадение устанавливает *связь между спектром и моделью атома водорода*. Если принять во внимание фундаментальное различие между представлениями теории квантов и обычной теорией излучения, то найденная связь становится тем более замечательной.

Рассмотрим теперь ближе обнаруженную связь между спектрами, ожидаемыми по теории квантов—с одной стороны, и обычной теорией излучения—с другой, в области, где стационарные состояния очень мало отличаются одно от другого. Как уже показано, частоты спектральных линий в этой области, вычисленные тем и другим методом, совпадают; мы не должны, однако, забывать, что механизм излучения в обоих случаях совершенно различен. По обычной теории излучения, различные компоненты света, соответствующие различным компонентам движения, излучаются одновременно с относительной интенсивностью, определяемой отношением амплитуд колебаний. Совершенно иначе обстоит дело в интерпретации теории квантов. В этом случае различные спектральные линии соответствуют совершенно различным процессам, состоящим в переходе из одного стационарного состояния в различные близкие состояния таким образом, что излучение, соответствующее τ -ому обертому, происходит во время перехода, определяемого тем, что $n' - n'' = \tau$. Относительная интенсивность отдельных спектральных линий, излучаемых при этом, зависит от относительной вероятности различных переходов. Задаваясь вопросом о более глубоком значении найденного соответствия, мы в праве, естественно, ожидать, что соответствие не ограничивается совпадением частот спектральных линий, вычисляемых тем и другим методом, но простирается и на *интенсивность*. Такое ожидание равносильно тому, что *вероятность* определенного перехода между двумя стационарными состояниями связана известным образом с амплитудой соответствующей гармонической компоненты.

Дальнейшее рассмотрение приводит нас к тому, что эта своеобразная связь является *общим законом для наличия переходов между стационарными состояниями*; мы должны предположить, что возможность перехода между двумя данными стационарными состояниями связана с наличием определенной гармонической компоненты в движении системы. Тот факт, что величина указанной компоненты может быть совершенно различной в двух рассматриваемых состояниях, когда числа n' и n'' невелики в сравнении с их разностью, заставляет нас наперед ожидать, что связь между вероятностью перехода и амплитудой гар-

монической компоненты движения будет, вообще говоря, сложной. То же самое можно сказать относительно связи частоты излучения и соответствующей компоненты. С этой точки зрения мы должны, например, рассматривать зеленую водородную линию H_β , излучаемую при переходе из четвертого во второе состояние, некоторым образом, как «октаву» красной линии H_α , соответствующей переходу из второго в третье состояние, хотя частота колебаний первой линии никоим образом не равна удвоенной частоте второй линии. Мы должны рассматривать процесс, вызывающий появление линии H_β , как обусловленный наличием некоторой гармонической компоненты в движении атома, являющейся октавой к компоненте того движения, от которого зависит возможность излучения линии H_α .

Прежде чем переходить к рассмотрению других спектров, в которых мы найдем многочисленные применения изложенной точки зрения, я хочу упомянуть об одном интересном применении изложенного к теории осциллятора Planck'a. Вычислим из (1) и (4) частоту колебаний, соответствующую переходу из одного особого состояния такого осциллятора в другое; мы найдем:

$$\nu = (n' - n'') \omega \quad (13)$$

где n' и n'' —числа, определяющие указанные состояния. Существенная предпосылка теории Planck'a заключается в том, что частота поглощаемого и излучаемого осциллятором света всегда равна ω ; мы видим, что эта предпосылка равносильна утверждению, что в данном осцилляторе, в противоположность атому водорода, возможны только переходы между двумя соседними стационарными состояниями. С точки зрения, развитой выше, этого можно было ждать наперед, так как разница между осциллятором и атомом водорода, по нашему предположению, заключалась в том, что движение осциллятора, в противоположность движению электрона в атоме, является чисто гармоническим. Мы видим таким образом формальную возможность построить теорию излучения, в которой спектр водорода и простой спектр осциллятора Planck'a фигурировали бы совершенно равноправно. Очевидно, однако, что только для такой простой системы, как осциллятор, теория может быть сформулирована одним условием; в общем случае это условие распадается на два: одно, касающееся характера движения в стационарных состояниях, другое, относящееся к частоте света, излучаемого при переходах между этими состояниями.

Переходя теперь к спектрам элементов с более высоким атомным номером, мы видим, что они имеют более запутанное строение, чем спектр водорода. Как известно, однако, для спектров многих элементов найдены простые законы, являющие замечательную аналогию с формулой Balmer'a для спектра водорода. По Rydberg'у и Ritz'у частоты колебаний сериальных спектров этих элементов могут быть выражены формулой типа:

$$\nu = f_{\kappa''}(n'') - f_{\kappa'}(n') \quad (14)$$

где n' и n'' два целые числа, $f_{n''}$ и $f_{n'}$ —две функции, принадлежащие к ряду определенных функций, характерных для данного элемента, весьма просто изменяющиеся в зависимости от n и, в частности, приближающиеся к нулю при больших значениях n . Оставляя первый член правой части (14) постоянным и подставляя для n' во втором члене $f_{n'}(n')$ различные целые, последовательно возрастающие числа, мы получим различные серии линий. Полный спектр может быть получен на основании так называемого *комбинационного принципа* Ritz'а, если в формуле (14) вместо $f_{n''}(n'')$ и $f_{n'}(n')$ подставлять все сочетания двух величин из совокупности всевозможных значений $f_k(n)$.

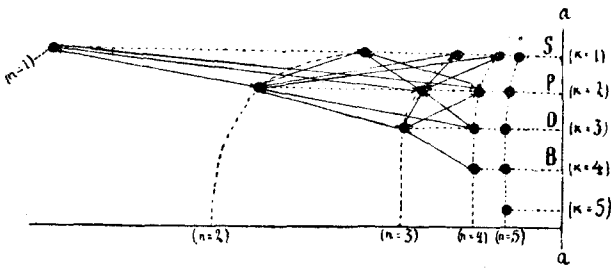
То обстоятельство, что число колебаний всякой линии спектра является разностью двух простых выражений, зависящих от целых чисел, приводит, на основании нашей интерпретации процесса излучения, непосредственно к предположению о том, что члены правой части уравнения (14), умноженные на h , могут быть приравнены энергии в различных стационарных состояниях атома. В спектрах элементов, в противоположность водородному спектру, фигурирует не одна, но целый ряд функций n . Этот факт вынуждает нас признать для атомов элементов существование не одного, но нескольких рядов стационарных состояний; энергия n -ого состояния k -ого ряда представится (если опустить произвольную постоянную) так:

$$E_k(n) = -h \cdot f_k(n) \quad (15)$$

Подобную сложность совокупности стационарных состояний элементов с высшими атомными номерами и следует ожидать на основании связи между спектрами, вычисленными по теории квантов и разложением движений атома на гармонические колебания. Как мы уже видели, с этой точки зрения простота совокупности стационарных состояний водородного атома самым тесным образом связана с простым периодическим характером движения этого атома. В других элементах, где нейтральный атом содержит несколько электронов, мы находим более сложные движения и имеем более сложное разложение на гармонические колебания; для получения связи между движениями атома и спектром, определяемым условием частоты, мы должны ожидать и более сложную совокупность стационарных состояний. В последующем мы увидим, как можно проследить такое соответствие в деталях и каким образом этот путь ведет к непосредственному объяснению тех темных мест, которые были связаны с применением комбинационного принципа в связи с кажущимся произволом присутствия или отсутствия линий, предсказываемых этим принципом.

На чертеже (см. след. страницу) представлены те стационарные состояния, которые могут быть определены указанным образом для атома натрия. Состояния обозначены черными кружками, при чем расстояния их от вертикальной линии aa пропорциональны численной величине энергии, им соответствующей. Стрелки на чертеже обозначают переходы

между состояниями, сопровождающиеся излучением тех линий натриевого спектра, которые получаются при обычных условиях возбуждения.



Способ расположения состояний по горизонтальным рядам на чертеже вполне соответствует обычному расположению так называемых «спектральных членов» (Spektraltermine) в спектроскопических

таблицах. Состояния в первом горизонтальном ряду, обозначенном буквою *S*, соответствуют переменному члену в выражении так называемой «резкой побочной серии» (*scharfe Nebenserie*), излучаемых при переходах от названных состояний к первому состоянию во второй строке. Состояния, обозначенные через *P*, соответствуют переменному члену так называемой «главной серии» (*Prinzipalserie*), связанной с переходами из состояний *R* к первому состоянию строки *S*. Состояния *D* соответствуют переменному члену «размытой побочной серии» (*diffuse Nebenserie*), излучаемой подобно резкой побочной серии при переходах к первому состоянию второй строки. Наконец, состояния *B* соответствуют переменному члену так называемой *Bergmann*'овской серии, связанной с переходами к первому состоянию третьей строки. Способ взаимного расположения различных рядов послужит иллюстрацией более детальной теории, которой мы займемся позднее. Уже упомянутый кажущийся произвол, связанный с применением комбинационного принципа в данном случае, заключается в том, что при обычных условиях возбуждения возникают не все линии, соответствующие всевозможным комбинациям членов серий натриевого спектра, но только те, которые на чертеже обозначены стрелками.

Общий вопрос об определении стационарных состояний атома с несколькими электронами связан со значительными трудностями, повидимому, еще далекими от полного разрешения. Возможно, однако, сделать непосредственные заключения о стационарных состояниях таких атомов, обуславливающих излучения серийных спектров, если принять во внимание эмпирические закономерности спектральных членов. По известному закону *Rydberg*'а функции $f_k(n)$, фигурирующие в формуле (14), могут быть написаны для серийных спектров, изучаемых при обычных условиях возбуждения, в следующей форме:

$$f_k(n) = \frac{K}{n^2} \varphi_k(n) \quad (16)$$

где $\varphi_k(n)$ — функция, приближающаяся при больших значениях n к 1, K — постоянная в формуле водородного спектра (5). Очевидно, что этот результат может быть истолкован таким образом: атом в соответ-

ствующих стационарных состояниях нейтрален, и один из электронов вращается вокруг ядра по такой орбите, размеры которой велики в сравнении с расстояниями других электронов от ядра. Ясно, что в этом случае электрическая сила, действующая на внешний электрон и обусловленная ядром и внутренними электронами, будет в первом приближении той же самой, что и сила, действующая на электрон в атоме водорода; приближение будет тем лучше, чем больше размеры орбиты.

В виду ограниченного времени я не буду подробно останавливаться на том, как приведенное объяснение появления постоянной R y d b e r g ' a в так называемых «дуговых спектрах» сериального излучения элементов при обычных условиях возбуждения подтверждается убедительным образом исследованием так называемых «искровых спектров», т.-е. спектров, излучаемых элементами при очень сильных электрических разрядах и вызываемых уже не нейтральными, а ионизованными атомами. Я отмечу еще для дальнейшего изложения, что не только основные представления теории, но и та гипотеза, что в стационарных состояниях, соответствующих спектрам, один электрон вращается по некоторой орбите вокруг остальных, весьма интересно подтверждается исследованиями об избирательном поглощении и возбуждении спектральных линий бомбардировкой атомов электронами.

Соответственно нашему предположению о том, что излучение происходит при переходе из стационарного состояния с большей энергией к состоянию с меньшей энергией, мы должны представлять себе, что *поглощение излучения* атомом связано с переходами в обратном направлении. Для возможности поглощения элементом света, соответствующего одной из линий сериального спектра элемента, необходимо, чтобы атомы находились в том из двух состояний, определяющих данную линию, которое связано с меньшей энергией. Для элемента, атомы которого в газообразной фазе не связаны в молекулы, мы должны предположить, что при обычных условиях почти все атомы находятся в том стационарном состоянии, которому соответствует наименьшая возможная величина энергии, мы будем называть его *нормальным состоянием*. Это вполне подтверждается для спектров щелочных металлов, так, например, в спектре поглощения паров натрия имеются только линии главной серии; эта серия, как мы говорили при описании чертежа, соответствует как раз переходам к состоянию с наименьшей энергией. Дальнейшей опорой упомянутого представления о процессе абсорпции служат опыты, относящиеся к так называемому *резонансному излучению*. Пары натрия, как показал впервые W o o d, освещенные светом частоты, соответствующей первому члену главной серии (известная желтая линия натрия), приобретают способность излучать свет, в котором имеется только та же самая линия. Согласно нашим представлениям, этот факт может быть объяснен тем, что атом натрия при освещении переходит из нормального состояния в первое состояние

второй строки. То обстоятельство, что в опытах резонансное излучение не является поляризованным в той же мере, как падающий свет, прекрасно согласуется с нашими воззрениями,—излучение освещенного пара не является резонансным в смысле обычной теории, оно зависит от процесса, протекание которого не связано непосредственно с освещением. Явление резонансного излучения желтой натронной линии, однако, не так просто, как мы указывали выше. Как известно, желтая линия так же, как и другие линии натронного спектра, состоит из двух компонент, расположенных одна около другой. В обычном способе описания спектров помощью спектральных членов это обстоятельство учитывается тем, что члены, соответствующие переменному члену главной серии, не являются простыми, но могут быть представлены двумя, несколько отличающимися числами. По нашим представлениям о возникновении натронного спектра это значит, что стационарные состояния, соответствующие второй строчке чертежа и обозначенные через P , в противоположность состояниям S первой строки, не являются простыми; каждой точке строки соответствуют два состояния, значения энергии которых, однако, столь мало различаются, что в масштабе чертежа они не могут быть представлены двумя разделенными точками. Излучение (и поглощение) каждой из компонент желтой линии связано таким образом с двумя различными процессами, что прекрасно видно из позднейших опытов Wood'a и Dupouet. Эти авторы показали, что при освещении паров натрия светом одной из двух компонент желтой линии, резонансное излучение (по крайней мере, при низких давлениях) в свою очередь дает тоже только одну (ту же самую) компоненту, соответственно возвращению в нормальное состояние из того или другого рядом расположенных состояний, в которые атом перешел при освещении. Эти опыты были позднее продолжены Strutt'ом, при чем опыты были распространены также на случай освещения второй линией главной серии. Strutt нашел прежде всего, что при освещении этой линией резонансное излучение только в небольшой части соответствовало той же частоте колебаний, как и падающий свет, большею же частью состояло из света желтой линии. Такой результат, весьма неожиданный с точки зрения обычных представлений о резонансе (тем более, что не существует, как замечает Strutt, рационального отношения между частотами колебаний обеих линий главной серии), легко объясняется на основании нашего воззрения. Если атом переведен во второе состояние второй строки, то, как видно из чертежа, кроме возвращения в нормальное состояние возможны два других перехода, связанные с излучением: переход ко второму состоянию первой строки и к первому состоянию третьей строки. Опыты заставляют сделать вероятное предположение о том, что второй из трех названных возможных переходов, соответствующий излучению инфра-красной линии будет наиболее вероятным; при данном расположении опытов эта линия не могла наблюдаться. Позд-

нее мы приведем теоретические основания, говорящие в пользу нашего предположения о вероятности излучения инфра-красной линии. Если атом перешел во второе состояние первой строки, остается единственный возможный переход к первому состоянию второй строки, сопровождаемый снова излучением инфра-красной линии. При переходе из последнего состояния к нормальному излучается желтая линия. Strutt нашел далее, в прекрасном согласии с нашей схемой, что желтый резонансный свет, возбуждаемый указанным образом, состоит из обоих компонент первой линии главной серии даже в том случае, когда освещение пара натрия производилось светом, соответствующим только одной компоненте второй линии главной серии. Такой результат вполне совпадает с нашими предположениями, так как атом, попавший на пути к нормальному состоянию в одно из состояний первой строки (где все состояния, как уже указано, простые), потерял всякую возможность дать какое-либо указание о том, от какого из двух возможных состояний второго места второй строки он прибыл.

Все эти следствия могут быть выведены из схемы, положенной в основу формального объяснения спектров. С другой стороны, факт существования в парах натрия, кроме поглощения в линиях главной серии еще *непрерывного избирательного поглощения*, начинающегося на границе серии и простирающегося далее в ультра-фиолетовую область, является решающим подтверждением дальнейшего предположения. Это предположение заключается в том, что при поглощении в линиях главной серии натрия мы имеем дело с переходами, при которых в конечном состоянии (Endzustand) атома один из электронов вращается вокруг ядра и остальных электронов по орбите все больших и больших размеров. Мы должны представлять себе это поглощение соответствующим переходам от нормального к таким состояниям, в которых внешний электрон способен удалиться от ядра в бесконечность. Такой процесс является полной аналогией *фотоэлектрическому эффекту*, происходящему при освещении металлической пластинки. Как известно, мы можем получить любую скорость вылетающего электрона, освещая металл светом соответствующей частоты колебаний. Эта частота не может, однако, превосходить определенной границы, зависящей от природы металла, и по теории Einstein'a, просто связанной с энергией, необходимой для извлечения электрона из металла.

Изложенное общее представление о происхождении спектров излучения и поглощения подтверждается чрезвычайно интересными опытами над *возбуждением спектральных линий и ионизацией электронными толчками*. Начало решительных успехов в этой области положено известными опытами Franck'a и Hertz'a. Эти исследователи достигли первых значительных результатов в опытах с парами ртути, обладающими особыми свойствами, весьма облегчающими такие опыты. В виду большой важности результатов опыты были распространены названными и другими физиками на большинство газов и металлов в парообразной

форме. С помощью нашего чертежа я иллюстрирую результаты для паров натрия. Электроны при соударении с атомами, как это было обнаружено, отскакивают с неизменной скоростью в том случае, если последняя соответствует меньшей кинетической энергии, чем та, которая необходима для перевода атома из нормального состояния в соседнее, т.-е. для случая натрия из первого состояния первой строки в первое состояние второй строки. Как только, однако, электрон приобретает кинетическую энергию, равную по величине указанной разнице энергии, соударение становится таким, что электрон теряет всю свою кинетическую энергию и одновременно пар излучает свет, соответствующий желтой линии, как и следовало ожидать, если при соударении атом переходит из нормального в указанное состояние. Некоторое время существовала неопределенность относительно правильности такого толкования, так как в опытах с парами ртути при соответствующих соударениях одновременно возникали в парах ионы. Согласно нашей схеме мы можем ожидать образования ионов только в том случае, когда кинетическая энергия настолько велика, что может переводить атомы из нормального состояния к общей границе состояний в различных рядах. Дальнейшие опыты, особенно американских исследователей Davis'a и Goucher'a, показали, однако, что в действительности ионы могут образоваться непосредственно при соударениях только в том случае, когда кинетическая энергия электронов достигает указанной выше величины. Ионизация, наблюдавшаяся в опытах Franck'a и Hertz'a, вызывается косвенным влиянием фото-электрического эффекта, возбуждаемого освещением металлических частей аппарата светом, излучаемым атомами ртути при возвращении в нормальное состояние. При рассмотрении подобных опытов едва ли можно освободиться от впечатления, что мы имеем дело с непосредственным и независимым доказательством реальности особых стационарных состояний, к предположению существования которых нас привели закономерности сериальных спектров. Одновременно мы получаем решительный аргумент в пользу недостаточности наших обычных электро-динамических и механических представлений об атомных процессах не только в отношении излучения, но также в отношении таких явлений, каковыми являются соударения между свободными электронами и атомами.

Из всего вышесказанного ясно, что мы имеем возможность на основе простых представлений составить некоторую картину возникновения сериальных спектров элементов. Пытаясь, однако, проникнуть глубже в задачу о детальной структуре этих спектров, с теми же приемами, что и в случае спектра водорода, мы натолкнемся на затруднения. Для систем, не являющихся чисто периодическими, невозможно получить достаточных сведений об их движениях в стационарных

состояниях только на основании величины энергии этих состояний, так как для характеристики подобных движений необходимо несколько данных (Bestimmungsstücke). Мы встретимся с такими затруднениями и для водородного атома, если пожелаем объяснить в деталях влияние внешних силовых полей на этот атом. Основанием дальнейшего продвижения в этой области служит развитие теории квантов. За последние годы разработан метод определения стационарных состояний не только для простых периодических систем, но и для определенного класса непериодических, так называемых *условно-периодических систем*, уравнения движения которых могут быть разрешены «разделением переменных». Для систем такого типа, как известно, обобщенные координаты могут быть заданы так, что описание движений с помощью методов общей динамики сведется к рассмотрению некоторого числа обобщенных «компонент движения», каждая из которых соответствует изменению только одной координаты во время движения и в некотором отношении «независима» от остальных. Упомянутый метод определения стационарных состояний заключается в том, что каждая из компонент движения связывается условием, на которое можно смотреть, как на прямое обобщение условия (1) для осциллятора Planck'a; таким образом стационарные состояния в общем случае определяются столькими целыми числами, сколько степеней свободы в системе. В этой разработке теории квантов приняли участие многие физики, в том числе сам Planck. Я с удовольствием упоминаю в этом месте о работах Ehrenfest'a, касающихся пределов применимости законов механики к атомным процессам и дающих новое освещение принципам, лежащим в основе указанного обобщения теории квантов. Решительными успехами в применении теории квантов к спектральным вопросам мы обязаны Sommerfeld'у и его сотрудникам. В дальнейшем я не буду, однако, останавливаться на систематической форме, в которой эти авторы изложили их результаты. В статье, недавно появившейся в Трудах Копенгагенской Академии, я показал, что спектры, вычисляемые с помощью указанных методов определения стационарных состояний и условия частот (4), обладают тем же соответствием со спектрами, получаемыми на основании обычной теории излучения из движения системы, как и спектр водорода. Основываясь на этом *общем соответствии* (allgemeine Korrespondenz), я попробую в остальной части моего доклада изложить ту точку зрения, которая подробнее развита в указанной статье. Теория сериальных спектров и действия на них внешних силовых полей может быть представлена в такой форме, что она явится естественным развитием предыдущих соображений. Мне кажется, что эта точка зрения особенно приспособлена к рассмотрению будущих задач теории спектров, ибо она позволяет подойти и к таким задачам, где метод Sommerfeld'a неприменим вследствие сложности атомных движений.

Мы переходим сразу к изучению влияний, оказываемых присутствием небольших возмущающих сил на спектр простых систем, состоящих из

одного электрона, вращающегося вокруг ядра. Как и раньше, для простоты, мы временно оставим без внимания зависимость массы электрона от скорости, требуемой той модификацией обычных законов механики, которая связана с теорией относительности. Небольшое изменение движения, вызываемое вариацией массы, имело, однако, существенное значение для развития теории Sommerfeld'a, появившейся в связи с объяснением так называемой *тонкой структуры водородных линий*. Это явление состоит в том, что каждая водородная линия, наблюдаемая приборами очень большой разрешающей способности, оказывается состоящей из нескольких компонент, расположенных близко одна от другой; причина заключается в том, что движение водородного атома, если принять во внимание изменение массы, немного отличается от кеплеровского движения, путь электрона не является точно периодическим. Это отклонение от кеплеровского движения, однако, очень мало в сравнении с теми возмущениями движения атома водорода, которые вызываются внешними силами в опытах над явлениями Stark'a и Zeeman'a, а также в сравнении с возмущающим влиянием присутствия внутренних электронов на движение внешнего в случае других элементов. Пренебрегая изменением массы, мы не внесем таким образом существенного изменения в объяснение влияния внешних сил, а также в толкование той разницы, которая существует между спектром водорода и спектрами других элементов, о чем мы говорили выше.

Мы будем таким образом, как и прежде, рассматривать невозмущенное движение атома водорода, как чисто периодическое, и прежде всего задаемся вопросом о стационарных состояниях, соответствующих этому движению. Энергия этих состояний определится выражением (7), выведенным из водородного спектра. При данной энергии системы, как уже упоминалось, могут быть определены большая ось эллипса и число обращений. Вводя в формулы (7) и (8) выражение для K из формулы (12), мы получим для энергии, большой оси и частоты оборотов в n -ом стационарном состоянии невозмущенного атома такие выражения:

$$E_n = -W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2}; \quad 2a_n = n^2 \cdot \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}; \quad \omega_n = \frac{1}{n^3} \frac{4\pi^2 e^2 m}{h^3} \quad (17)$$

В отношении формы орбиты мы должны далее принять, что в стационарных состояниях системы она остается неопределенной, т.-е. эксцентриситет может принимать какие угодно непрерывно изменяющиеся значения. Это следует непосредственно из принципа соответствия, ибо число оборотов зависит только от энергии, но не от эксцентриситета. То же следует из того факта, что присутствие произвольно малых внешних сил вызывает в общем случае конечное изменение положения и эксцентриситета орбиты, в то время как большая ось испытывает только малые изменения, пропорциональные возмущающей силе.

Задаваясь вопросом о ближайшем определении стационарных состояний системы в присутствии данного постоянного внешнего силового поля, мы должны исследовать по принципу соответствия, каким образом внешние силы влияют на разложение движения на гармонические колебания. Как уже сказано, влияние внешних сил скажется в том, что положение и форма орбиты будут непрерывно изменяться. В общем случае протекание во времени этих изменений будет столь сложно, что мы не в состоянии разложить возмущенное движение на гармонические компоненты. В этом случае мы должны ожидать, что возмущенная система не имеет резко разграниченных стационарных состояний. Предполагая попрежнему, что излучение всегда монохроматично и управляется правилом частот, все же мы не можем в этом случае ожидать спектра, состоящего из резких линий, внешние силы вызовут размытие спектральных линий невозмущенной системы. В некоторых случаях, однако, возмущения могут быть столь правильными, что возмущенная система допускает разложение на гармонические колебания, хотя совокупность этих колебаний будет, естественно, более сложного типа, чем в невозмущенной системе. Такое изменение произойдет, например, в том случае, когда изменение орбиты во времени будет периодическим. В этом случае в движении системы появятся гармонические колебания, являющиеся кратными числа периодов возмущений орбиты, и в спектре, который можно ожидать согласно обычной теории излучения, должны появиться компоненты соответствующих частот. Принцип соответствия приводит нас поэтому непосредственно к предположению о том, что всякому стационарному состоянию невозмущенной системы соответствует некоторое число состояний в возмущенной системе таким образом, что при переходе между каждыми из двух таких состояний излучается свет, частота которого также связана с периодическим изменением орбиты, как связан спектр простой периодической системы с движением в стационарных состояниях.

Поучительным примером появления возмущений периодического характера может служить случай водородного атома под действием однородного электрического поля. Под влиянием поля положение и эксцентриситет орбиты непрерывно изменяются. Оказывается, однако, что при этих изменениях центр орбиты остается в плоскости, перпендикулярной к направлению электрической силы, и движение его в этой плоскости чисто периодическое. Когда центр возвращается в исходное положение, орбита также принимает свое первоначальное положение и эксцентриситет, и с этого момента весь цикл орбиты будет повторяться в отношении ее геометрической формы и положения. В этом случае определение энергии стационарных состояний возмущенной системы чрезвычайно просто, так как оказывается, что период возмущения не зависит от первоначальной конфигурации орбиты и положения плоскости, в которой движется центр, но определяется большою

осью и связанным с нею числом оборотов орбиты. Простое вычисление показывает, что число периодов возмущения σ выражается следующей формулой:

$$\sigma = \frac{3.e F}{8\pi^2 m a \omega} \quad (18)$$

где F —интенсивность внешнего электрического поля. По аналогии с определением особых значений энергии осциллятора Планк'а можно ожидать, что разница энергии между двумя различными стационарными состояниями, соответствующими одному и тому же стационарному состоянию невозмущенной системы, является просто целым кратным числа периодов возмущения σ , умноженного на h . Мы приходим таким образом непосредственно к следующему выражению для энергии стационарных состояний возмущенной системы:

$$E = E_n + k h \sigma \quad (19)$$

где E_n зависит только от числа n , определяющего стационарные состояния невозмущенной системы, k —новое целое число, которое может быть в данном случае положительным или отрицательным. Ближайшее рассмотрение связи между энергией и движением системы, как мы увидим ниже, приводит к выводу, что k должно быть численно меньше n , если мы, как раньше, приравняем величину E_n значению энергии W_n n -ого стационарного состояния невозмущенной системы. Вводя для W_n , ω_n и a_n значения (17) в формулу (19), находим:

$$E = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} + n k \frac{3h^2 F}{8\pi^2 e m} \quad (20)$$

Задаваясь вопросом о влиянии электрического поля на линии водородного спектра, мы получим на основании условия частот (4) для числа колебаний света, излучаемого при переходе от состояния, определяемого числами n' и k' к состоянию n'' , k'' следующее выражение:

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) + \frac{3hF}{8\pi^2 e m} (n'k' - n''k'') \quad (21)$$

Эта формула точно совпадает с формулами, выведенными Epstein'ом и Schwarzschild'ом, дающими, как известно, убедительное объяснение частот компонент эффекта Stark'а для водородных линий. Вывод этих формул основан на том, что атом водорода в однородном электрическом поле является условно периодической системой, уравнения движения которой могут быть разрешены разделением переменных в параболических координатах; методом, указанным выше, можно поэтому определить стационарные состояния.

Мы рассмотрим теперь несколько ближе то соответствие, которое существует между изменениями водородного спектра в электрическом поле (как это наблюдается при эффекте Stark'а) и разложением возмущенного движения атома на гармонические компоненты. Мы находим

прежде всего, что вместо простого разложения на гармонические компоненты, соответствующего кеплеровскому движению, смещение ξ электрона в заданном направлении в пространстве выражается в данном случае так:

$$\xi = \sum C_{\tau, \chi} \cos 2\pi \left\{ t(\tau\omega + \chi\sigma) + c_{\tau, \chi} \right\} \quad (22)$$

где ω —среднее число обращений в возмущенной орбите, σ —указанное выше число периодов возмущения орбиты, $C_{\tau, \chi}$ и $c_{\tau, \chi}$ — постоянные, суммирование простирается на все целые значения τ и χ . Рассматривая переход между двумя стационарными состояниями, характеризуемыми некоторыми числами n' , k' и n'' , k'' , мы найдем для тех значений этих чисел, которые велики в сравнении с разностями $n' - n''$ и $k' - k''$, что частота излучаемой линии приближенно выразится следующей формулой:

$$\nu \approx (n' - n'')\omega + (k' - k'')\sigma \quad (23)$$

Мы имеем таким образом связь между спектром и движением атома того же характера, как и в ранее рассмотренном простом случае невозмущенного атома водорода. Здесь имеется налицо такое же соответствие между гармоническими компонентами движения с определенными значениями τ и χ в формуле (22) и переходом между двумя стационарными состояниями, для которых $n' - n'' = \tau$ и $k' - k'' = \chi$.

Это соответствие приведет нас при ближайшем рассмотрении движения ко многим интересным следствиям. Так, рассмотрение движения показывает, что всякая гармоническая компонента выражения (22), для которой $\tau + \chi$ — четное число, соответствует прямолинейному колебанию, параллельному направлению электрического поля, всякая же компонента, для которой $\tau + \chi$ — число нечетное, соответствует эллиптическому колебанию, перпендикулярному электрическому полю. Рассматривая этот факт в свете принципа соответствия, мы приходим к мысли объяснить таким образом наблюдаемую, характерную *поляризацию* компонент эффекта Stark'a; излучение, сопровождающее переходы, для которых сумма $(n' - n'') + (k' - k'')$ — четное число, должно давать компоненты, для которых электрический вектор колеблется параллельно электрическому полю, наоборот, для переходов с нечетным значением $(n' - n'') + (k' - k'')$ должна возникать компонента с электрическим вектором, колеблющимся перпендикулярно полю. Это предположение вполне подтверждается опытом и соответствует эмпирическому правилу поляризации, установленному Epstein'ом в его первой работе об эффекте Stark'a. Применения принципа соответствия, о которых мы до сих пор говорили, относившиеся к вопросу о возможности различных типов переходов и к поляризации света, излучаемого при таких переходах, были чисто качественного характера. Возможно, однако, на почве этого принципа, сравнивая относительные значения амплитуд соответствующих гармонических компонент движения, дать коли-

чественную оценку относительной вероятности различных возможных переходов. Это соображение весьма поучительно оправдалось для случая эффекта Stark'a в водороде. Исследуя числовые значения коэффициентов $C_{\tau, \lambda}$ в формуле (22), можно вполне осветить своеобразное и как будто произвольное распределение *интенсивностей* в различных компонентах, на которое распадается каждая водородная линия в электрическом поле. Этот вопрос обстоятельно разобран Kramer's'ом в его недавно появившейся диссертации, содержащей подробное обсуждение применения принципа соответствия к вопросу об интенсивности спектральных линий.

Переходя к вопросу о *влиянии однородного магнитного поля на линии водорода*, мы можем поступить совершенно аналогичным образом. Как известно, действие такого поля на движение водородного атома скажется просто в наложении равномерного вращения на движение электрона в невозмущенном атоме. Ось вращения параллельна при этом направлению магнитной силы, число оборотов вращения выразится формулой:

$$\sigma = \frac{e H}{4 \pi m c} \quad (24)$$

где H —интенсивность поля, c —скорость света. Мы имеем, следовательно, снова тот случай, когда возмущения носят чисто периодический характер и где число периодов возмущений не зависит от формы и положения орбиты, а в данном случае даже не зависит от ее большой оси. Мы можем таким образом применить те же соображения, как и для эффекта Stark'a, и в праве ожидать, что энергия стационарных состояний снова выразится по формуле (19), где для σ нужно поставить значение (24). Этот результат вполне согласуется с выражениями, выведенными Sommerfeld'ом и Debye'ем для значений энергии стационарных состояний водородного атома в магнитном поле. Вывод этих выражений основан на том, что уравнения движения атома в магнитном поле могут быть разрешены разделением переменных, если ввести пространственные полярные координаты с осью, параллельной направлению поля. Если попытаться, однако, пользуясь непосредственно условием частот (4), вычислить влияние поля на водородные линии из значений энергии в стационарных состояниях, то придется столкнуться с кажущимися несогласиями, служившими некоторое время серьезным затруднением для теории. Sommerfeld и Debye указали, что не всякому мыслимому переходу между двумя стационарными состояниями соответствует линия, наблюдаемая в эффекте Zeeman'a; в противоположность положению дел в эффекте Stark'a в данном случае по теории следует значительно большее число компонент, чем наблюдается на опыте. Это затруднение, однако, исчезает, как только мы привлечем принцип соответствия. Исследуя разложение движения на гармонические компоненты, мы находим непосредственное объяснение как невозможности переходов, соответствующих «лишним» (*überzählig*)

компонентам, так и поляризации наблюдаемых компонент. Так, например, мы просто находим, что всякая эллиптически-гармоническая компонента, с числом колебаний $\tau\omega$, появляющаяся в разложении невозмущенного движения, распадается в присутствии магнитного поля под влиянием указанного выше равномерного вращения орбиты на три гармонические компоненты, одна из них — прямолинейная с числом колебаний $\tau\omega$ и с направлением, параллельным магнитному полю, две остальные — круговые с числами колебаний $\tau\omega + \sigma$ и $\tau\omega - \sigma$, колеблющиеся в противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной полю. Следовательно, движение, представляемое формулой (22), не содержит компонент, для которых χ больше единицы (в противоположность эффекту Stark'a, где в движении имеются компоненты для всех значений χ). Сравнивая этот результат с формулой (23), выражающей «асимптотическое» совпадение числа колебаний излучения и числа колебаний гармонической компоненты в случае больших значений n и k , мы приходим к выводу, что переходы, для которых k меняется более, чем на единицу, невозможны в этом случае. Подобным же образом для осциллятора Planck'a исключены переходы между двумя особыми состояниями, для которых n в формуле (1) отличается более, чем на единицу. Далее мы должны заключить, что возможные переходы распадаются на два типа. Для переходов, соответствующих прямолинейным компонентам колебания, k в формуле (19) не изменяется, частота ν_0 первоначальной водородной линии также не изменяется и электрический вектор колеблется параллельно полю. Для второго типа переходов, соответствующего круговым компонентам колебания, k уменьшается или увеличивается на единицу, при чем частоты колебания соответственно равны $\nu_0 + \sigma$ и $\nu_0 - \sigma$; при наблюдении параллельно полю, колебания будут поляризованы по кругу. Эти результаты согласуются с известной теорией Lorentz'a относительно *нормального эффекта Zeeman'a*. Кроме того характер наших соображений представляет теснейшую мыслимую аналогию с указанной теорией, если только принять во внимание фундаментальную разницу представлений теории квантов и обычной теории излучения.

Примером применения подобных же соображений, проливающим свет на строение спектров других элементов, может служить *действие небольшого возмущающего силового поля, симметричного относительно центра (ядра), на спектр водорода*. В данном примере, в противоположность ранее рассмотренным случаям, ни форма, ни положение плоскости орбиты не меняются с течением времени и возмущающее действие поля сказывается просто в равномерном вращении большой оси орбиты. В этом случае возмущения попрежнему периодического характера и мы можем предполагать, что каждому значению энергии стационарного состояния невозмущенной системы соответствует ряд дискретных значений энергии возмущенной системы, характеризующих состояния, определяемые целыми числами k . В рассматриваемом случае

число колебаний возмущения σ , равное число оборотов большой оси, зависит при данном силовом законе не только от большой оси орбиты, но и от ее эксцентриситета. Изменение энергии в стационарных состояниях, вызванное присутствием возмущающих сил, не определится столь же простым выражением, как второй член формулы (19), зависимость этого изменения от k будет меняться при различных полях. Мы увидим однако, что существует возможность характеристики движения в стационарных состояниях атома водорода при любом центральном возмущающем поле помощью одного и того же условия. Для уяснения этого мы остановимся на один момент на определении характера движения возмущенного водородного атома.

Как мы уже говорили, в стационарных состояниях невозмущенного атома водорода вполне определена только большая ось орбиты, эксцентриситет ее может принимать любые значения. С другой стороны, изменение энергии атома под действием внешнего силового поля зависит от формы и положения орбиты, поэтому, естественно, определение энергии атома в силовом поле связано с более детальным определением орбиты в стационарных состояниях возмущенной системы. В рассмотренных выше случаях изменения водородного спектра в однородном электрическом и магнитном поле, условие энергии (19) допускает простое геометрическое толкование.

В электрическом поле расстояние ядра от плоскости, в которой движется центр орбиты и которая определяет изменение энергии системы, производимое полем в стационарных состояниях, равна большой полуоси орбиты, умноженной на $\frac{k}{n}$. В случае магнитного поля можно показать, что величина, определяющая изменение энергии системы в присутствии поля, т.-е. площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную к магнитной силе, в стационарных состояниях равняется площади круга с радиусом, равным большой полуоси орбиты, т.-е. п. a_n^2 , умноженной на $\frac{k}{n}$. Аналогичным образом можно показать, что наличие соответствия, требуемое теорией квантов между спектром и движением атома приводит к простому условию для случая водородного атома, возмущаемого центральной силой: в стационарных состояниях возмущенной системы малая ось вращающейся орбиты равна большой оси $2a_n$, умноженной на $\frac{k}{n}$.

Это условие выведено первоначально Sommerfeld'ом из его общей теории определения стационарных состояний центрального движения, являющегося особенно простым примером движения условно-периодической системы. Можно легко показать, что указанное определение малой оси равносильно тому, что параметр $2p$ эллиптической орбиты определяется выражением той же формы, как и большая ось $2a_n$ в

невозмущенном атоме с заменю n через k . Таким образом параметр стационарных состояний возмущенного атома будет иметь величину:

$$2p = k^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m} \quad (25)$$

При таком определении стационарных состояний мы получим для частоты света, излучаемого при переходах между состояниями с n и k , большими в сравнении с их разностью, выражение, совпадающее с (22), где ω — число оборотов электрона в медленно вращающейся орбите, σ — число оборотов большой оси орбиты.

Прежде чем идти дальше, интересно отметить, что вышеизложенное определение движения в стационарных состояниях атома водорода в возмущающих внешних силовых полях не совпадает в некоторых отношениях с определениями тех же состояний в теориях Sommerfeld'a, Epstein'a и Debye'a. Соответственно сущности теории условно-периодических систем, в работах этих авторов стационарные состояния системы с тремя степенями свободы определяются тремя условиями и, следовательно, характеризуются тремя целыми числами. В терминах предыдущего изложения это равносильно тому, что стационарные состояния возмущенной системы, сопряженные одному определенному стационарному состоянию невозмущенного атома, связанному у нас единственным условием, в данном случае подчинены еще двум условиям и характеризуются кроме n еще новыми двумя целыми числами. В силу того, что возмущения кеплеровского движения в рассмотренных случаях чисто периодические, энергия возмущенной системы определяется только одним условием; введение какого-либо добавочного условия, согласно вышеизложенному, не внесет чего-либо нового для понимания явления. Появление новых возмущающих сил, хотя бы и малых, для существенного изменения характера явлений Stark'a и Zeeman'a, все же может совершенно изменить формы движения, характеризуемые указанным единственным условием. Здесь мы имеем совершенную аналогию тому факту, что спектр водорода (как это обычно наблюдается) не меняется заметно под влиянием малых сил, хотя бы последние и были все же настолько значительны, чтобы вызвать большие изменения формы и положения электронной орбиты.

Для правильного освещения предыдущих соображений, а также тех задач, с которыми мы встретимся, для спектров элементов с высокими атомными номерами, не бесполезно сказать пару слов о влиянии изменения массы электрона в зависимости от скорости на эти проблемы. Согласно с тем, что уже сказано о тонкой структуре водородных линий, предыдущие соображения имеют силу только в том случае, когда влияние внешних сил велико в сравнении с теми отклонениями от чистого кеплеровского движения, которые вызываются

зависимостью массы электрона от скорости. Если принять во внимание эту зависимость, то движение невозмущенного атома перестает быть строго периодическим, и мы получим движение совершенно того же характера, как и в разобранным случае водородного атома, возмущаемого небольшим центральным полем. По принципу соответствия, мы должны ожидать тесную связь между числом оборотов большой оси орбиты и разностями частот компонент тонкой структуры; так же, как и в разобранным выше случае, те орбиты, параметры которых даются уравнением (25), соответствуют стационарным состояниям. Задаваясь вопросом о влиянии внешних полей на тонкую структуру линий водорода, мы должны не забывать, что приведенное выше определение относится только к стационарным состояниям невозмущенного атома, орбиты в этих состояниях, как мы уже сказали, сильно изменяются уже в присутствии внешних сил, малых по величине, по сравнению с теми, с которыми приходится оперировать в опытах над явлениями Stark'a и Zeeman'a. В силу сложности вызываемых возмущений присутствие таких полей приведет к тому, что атом уже не будет обладать совокупностью резко определенных стационарных состояний, и в связи с этим компоненты тонкой структуры определенной водородной линии станут расплывчатыми и сливающимися. Существует однако несколько важных случаев, когда возмущения имеют простой характер. Простейшим мыслимым примером является случай возмущения водородного атома центральной силой (центр—ядро атома). Ясно, что движение системы сохранит свой центрально-симметричный характер и отличие возмущенного движения от невозмущенного сведется только к тому, что число оборотов большой оси (при данных значениях оси и параметра) станет иным. Этот пункт существен для разбираемой ниже теории спектров элементов с высоким атомным номером, ибо влияние изменчивости электронной массы того же типа, как и изменение, проистекающее от присутствия сил, вызванных внутренними электронами, поэтому в случае таких спектров влияние изменчивости электронной массы скажется иначе, чем в случае линий водорода. Учитывая изменчивость электронной массы, мы не сможем ожидать расщепления на отдельные компоненты, появится только небольшое смещение различных линий серии.

Простым примером того случая, когда атом водорода будет обладать резкими стационарными состояниями и при учете изменчивости массы электрона, может служить атом в однородном магнитном поле. Действие такого поля скажется в том, что на движение невозмущенного атома наложится вращение всей системы вокруг оси, проходящей через ядро параллельно полю. По принципу соответствия отсюда непосредственно следует необходимость расщепления каждой компоненты тонкой структуры в нормальный триплет Lorentz'a. Эта же задача может быть, впрочем, решена и помощью теории условно-периодических систем, так как уравнения движения в магнитном поле до-

пускают разделение переменных в пространственных полярных координатах даже в том случае, когда учитывается изменчивость массы, как это уже отмечено Sommerfeld'ом и Debye'м. Более сложную задачу представляет атом в однородном электрическом поле, не столь значительном, чтобы можно было пренебречь изменением массы. В этом случае не существует системы координат, в которой было бы возможно решить уравнения движения разделением переменных, а потому задача не может быть решена помощью теории стационарных состояний условно-периодических систем. Ближайшее исследование возмущений показывает, однако, что характер их таков, что и в данном случае движение электрона может быть разложено на ряд дискретных гармонических компонент колебания, распадающихся на две группы с колебаниями параллельными и перпендикулярными полю. Согласно принципу соответствия, мы можем ожидать и в данном случае расщепления каждой водородной линии на некоторое число резких, поляризованных компонент. Пользуясь тем же принципом, мы в состоянии однозначно определить стационарные состояния системы с указанным движением. Проблема действия электрического поля на компоненты тонкой структуры водородных линий будет разобрана с этой точки зрения в статье Kramers'a, которая скоро должна появиться. В ней будет показано, каким образом возможно во всех деталях предсказать характер перехода тонкой структуры водородных линий в обычный эффект Stark'a при возрастающей интенсивности электрической силы.

Обратимся теперь снова к задаче о *серийных спектрах элементов с высокими атомными номерами*. Как мы уже говорили, общность постоянной Rydberg'a для этих спектров вынуждает к заключению о том, что атом в рассматриваемых стационарных состояниях нейтрален и что существует один электрон, движущийся вокруг ядра и других электронов по орбите, размеры которой велики в сравнении с расстоянием внутренних электронов от ядра. Движение внешнего электрона может быть поэтому в некоторых отношениях сравнено с движением электрона водородного атома, возмущаемого внешними силами; появление различных серий в спектрах других элементов может с этой точки зрения рассматриваться аналогичным расщеплению линий водорода на компоненты в присутствии внешних сил. В своей теории структуры серийных спектров типа щелочных металлов Sommerfeld сделал предположение, что орбита внешнего электрона находится в некоторой плоскости и возмущающее действие внутренних электронов в атоме на движение внешнего электрона в первом приближении того же характера, как простое возмущающее центральное поле, быстро убывающее с удалением от ядра. Исходя из такого предположения, Sommerfeld определил движение внешнего электрона в стационарных состояниях атома, пользуясь своей общей теорией находж-

дения стационарных состояний центрального движения, основанной на делимости переменных уравнений движения. Sommerfeld показал, каким образом возможно этим путем вычислить совокупность значений энергии стационарных состояний атома, располагающихся подобно эмпирическим спектральным членам в ряды, как это видно на нашем схематическом чертеже, относящемся к случаю натронного спектра. Состояния, сопоставляемые Sommerfeld'ом в отдельные ряды, совпадают с теми, которые мы в нашем разборе случая атома водорода, возмущаемого центральным полем, отмечали одними и теми же значениями k ; состояния первой строки чертежа S соответствуют $k=1$, второй P $k=2$ и т. д., как это указано на чертеже. Состояния с одним и тем же значением n соединены пунктирными кривыми, вертикальные асимптоты которых соответствуют стационарным состояниям атома водорода. То обстоятельство, что при постоянном n и возрастающем k значения энергии становятся все ближе к соответствующим значениям невозмущенного атома водорода, непосредственно явствует из теории. При больших значениях параметра орбиты внешний электрон за все время обращения остается на большом расстоянии от внутренней системы, а потому число периодов вращения большой оси почти Кеплеровской орбиты внешнего электрона уменьшается с возрастанием k , одновременно уменьшается и влияние внутренней системы на ту энергию, которую необходимо сообщить атому для удаления внешнего электрона в бесконечность.

Эти прекрасные успехи теории служат стимулом к разысканию таких силовых законов для возмущающего центрального поля, которые соответствовали бы наблюдаемым спектрам элементов. Sommerfeld'у удалось на самом деле на основании простых предположений об этих законах вычислить формулы для спектральных членов, меняющихся при заданном k в зависимости от n , как того требуют эмпирические формулы, открытые Rydberg'ом; при помощи предпосылок Sommerfeld'a оказалось невозможным, однако, объяснить те изменения значений энергии при изменении k и n , которые наблюдаются в спектрах. Очевидно, конечно, что и нельзя было ожидать детального совпадения при столь упрощенном учете действия внутренних электронов на спектр. Более детальный анализ показывает, например, что при изучении влияния внутренних электронов на орбиту внешнего приходится принимать во внимание не только силы, обусловленные конфигурацией внутренней системы при отсутствии внешнего электрона, но приходится учитывать и влияние внешнего электрона на движение внутренних.

Прежде чем перейти к вопросам, связанным с попыткой объяснения сериальных спектров элементов с небольшим атомным номером, мы покажем, каким образом предположение Sommerfeld'a о характере орбиты внешнего электрона убедительно подтверждается соображениями, основанными на принципе соответствия в отношении появле-

ния или отсутствия линий, возможных по комбинационному принципу. Для этого мы займемся задачей о разложении движения внешнего электрона на гармонические компоненты; задача решается просто, если предположить, что присутствие внутренних электронов вызывает только равномерное вращение орбиты внешнего электрона в ее плоскости. Наличие этого вращения, с числом оборотов σ , скажется в том, что вместо какой-либо гармонической, эллиптической компоненты с частотой ω , имеющейся в движении невозмущенного атома, появятся два [круговых вращения с частотами $\omega + \sigma$ и $\omega - \sigma$. Разложение возмущенного движения на гармонические компоненты представится, следовательно, снова формулой типа (22), в которой однако, будут иметься только члены, для которых $k = \pm 1$. Далее частота колебаний излучения для больших значений n и k попрежнему представится асимптотической формулой (23); согласно принципу соответствия, мы можем поэтому ожидать, что осуществимы только переходы между такими двумя стационарными состояниями, у которых k различается на единицу. Взгляд на наш чертеж показывает, что эти заключения в случае натрия согласуются с опытом: все имеющиеся спектральные серии соответствуют исключительно переходам между состояниями, нанесенными на двух соседних строках. Это совпадение тем более замечательно, что распределение значений энергии стационарных состояний по рядам произведено по теории Sommerfeld'a совершенно независимо от возможности переходов между этими состояниями.

Кроме заключения о возможности только некоторых типов переходов мы можем ожидать еще в данном случае по принципу соответствия круговой поляризации света, излучаемого возмущенным атомом. В противоположность эффекту Zeeman'a, поляризация в этом случае не может быть непосредственно наблюдаема вследствие неопределенности плоскостей орбит. Этот вывод относительно поляризации имеет, однако, принципиальный интерес в связи с теорией процесса излучения. С точки зрения общего соответствия между спектром атома и разложением его движения на гармонические компоненты, интересно сравнить свет, излучаемый при переходах между двумя стационарными состояниями, со светом, излучаемым гармонически колеблющимся электроном по законам классической электродинамики. Рассматривая, в частности, излучение электрона, вращающегося по кругу, мы найдем, что оно связано с определенным моментом вращения.

Энергия ΔE и момент импульса ΔP излучения за некоторый промежуток времени связаны соотношением:

$$\Delta E = 2\pi \omega \Delta P \quad (26)$$

где ω — число оборотов электрона, совпадающее согласно классической электродинамике с частотой излучения ν . Предполагая, что вся излу-

ченная энергия равна $h\nu$, мы найдем для всего момента импульса излучения такое выражение

$$\Delta P = \frac{h}{2\pi} \quad (27)$$

Чрезвычайно интересно, что это выражение действительно равно изменению момента импульса, испытываемому атомом при переходах, связанных с изменением k на единицу. В самом деле, общее условие для определения стационарных состояний центральной системы в теории Sommerfeld'a, совпадающее в частном случае приблизительно кеплеровского движения с формулой (25), равносильно тому, что момент импульса системы является целым кратным величины $\frac{h}{2\pi}$, в наших обозначениях:

$$P = k \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (28)$$

Мы видим таким образом, что это условие подтверждается простыми соображениями относительно *сохранения момента импульса во время процесса излучения*. Как уже говорилось, с точки зрения теории стационарных состояний условно-периодических систем, условие (28) является рациональным обобщением первоначального постулата Planck'a об особых состояниях гармонического осциллятора. В связи с этим интересно напомнить, что впервые на возможное значение момента импульса в применениях теории квантов катому указал Nicholson на основании того, что при круговом движении момент импульса просто пропорционален отношению кинетической энергии к частоте оборотов.

Как показал докладчик в указанной уже работе, появившейся в «Трудах Копенгагенской Академии», подобные же соображения дают интересное подтверждение следствий принципа соответствия для случая атомной системы с радиальной или осевой симметрией. С другой стороны, независимо от нас Rubinowicz указал на те следствия, которые могут быть извлечены из изменений момента импульса во время излучения в отношении возможности различных типов переходов и поляризации излучения; Rubinowicz получил таким образом многие из указанных выше результатов. Однако, в отношении к системам с радиальной и осевой симметрией можно получить более детальные заключения только при одновременном пользовании принципом соответствия и началом сохранения момента импульса во время процесса излучения. Так, например, в случае атома водорода, возмущаемого центральной силой, на основании начала сохранения момента импульса можно сделать только тот вывод, что при всяком переходе k не может изменяться более, чем на единицу, между тем принцип соответствия определенно требует, чтобы при всяком возможном переходе k менялось на 1, и таким образом исключается, например, случай неиз-

менности k . Кроме того принцип соответствия дает не только средство для исключения определенных переходов как невозможных (в этом смысле принцип соответствия — «принцип отбора»), но и представляет возможность суждения об относительной вероятности различных типов переходов на основании изучения величин амплитуд гармонических колебаний, на которые может быть разложено движение. В нашем случае, например, то обстоятельство, что амплитуды круговых компонент с направлением вращения, совпадающим с вращением электрона вокруг ядра, больше амплитуд компонент с противоположным вращением, приводит к выводу, что линии, соответствующие переходам, при которых k уменьшается на 1, должны быть вообще ярче тех линий, которые излучаются при переходах с k , возрастающим на 1. Этот вывод имеет, однако, силу только для тех спектральных линий, которые излучаются при переходах из одного и того же стационарного состояния. Для оценки относительной интенсивности двух спектральных линий в других случаях необходимо, разумеется, принять во внимание относительное число атомов, находящихся при данных условиях возбуждения в начальных состояниях, соответствующих обоим переходам. Хотя интенсивность, естественно, не зависит от числа атомов, находящихся в конечном состоянии, тем не менее при оценке вероятности перехода между двумя стационарными состояниями нужно рассматривать характер движения как в начальной, так и в конечной орбите; вероятность перехода определяется значениями амплитуды, соответствующей компоненты колебания в том и другом состоянии. В качестве примера мы на один момент вернемся к задаче, уже затронутой в связи с опытами Strutt'a относительно резонансного излучения паров натрия, именно к вопросу об относительной вероятности различных переходов атома из второго состояния второй строки нашего чертежа. Такие переходы возможны к первому состоянию первой строки, ко второму состоянию той же строки и, наконец, к первому состоянию третьей строки. Как мы уже говорили, вероятность второго из названных переходов по опытным данным — наибольшая. Теперь мы можем добавить, что принцип соответствия дает, повидимому, возможность теоретического толкования этого результата. Указанные три перехода должны соответствовать тем гармоническим компонентам движения, частоты которых будут в наших обозначениях $2\omega + \sigma$, $\omega + \sigma$ и σ . Легко видеть, что только для второго перехода соответствующая компонента колебания имеется в начальном и конечном состоянии с амплитудой, отличной от нуля.

Как мы видели уже, соответствие между спектром элемента и движением атома объясняет наблюдаемые ограничения в применениях комбинационного принципа к предсказанию наличия тех или иных спектральных линий. На основании того же соответствия непосредственно объясняется факт, открытый в последние годы Stark'ом и его сотрудниками и заключающийся в появлении в спектрах многих

элементов *новых серий комбинационных линий* значительной интенсивности, ранее не наблюдавшихся; эти линии появляются в том случае, когда светящиеся атомы подвергаются действию сильных электрических полей. Это явление вполне подобно наличию так называемых комбинационных тонов в акустике и происходит оттого, что возмущение движения внешним полем сказывается не только в воздействии на компоненты колебания, существовавшие и без поля, но и в появлении новых гармонических компонент, не имевшихся в невозмущенном движении; частоты колебаний этих новых компонент определяются выражением $\omega \pm k\omega$, где k отлично от ± 1 . По принципу соответствия мы в праве поэтому ожидать, что влияние электрического поля выразится не только влиянием на линии, существующие при обычных условиях, но и в том, что атомы получают возможность переходов нового типа, при которых k или совсем не изменяется, или меняется на целое число, большее единицы, в результате должны появиться «новые», наблюдавшиеся комбинационные линии. Оценка амплитуд компонент колебания в начальных и конечных состояниях атома, соответствующих новым линиям, позволяет даже учесть ту степень легкости, с которой указанные линии могут возбуждаться электрическими полями.

Общий вопрос о влиянии электрического поля на спектры элементов с высоким атомным номером является задачей, существенно отличающейся от разобранных выше эффекта Stark'a в водородных линиях. В данном случае мы имеем дело не с возмущением движения чисто периодической системы, а с возмущением периодической системы и без того уже подвергнутой постороннему воздействию. Задача о такого рода возмущении сходна с задачей о влиянии слабых электрических полей на компоненты тонкой структуры водородных линий. Действие электрического поля на сериальные спектры элементов может быть определено, как следует из вышесказанного, изучением возмущений движения внешнего электрона в присутствии поля. В продолжении моей упомянутой выше работы, которая должна скоро появиться в «Трудах Копенгагенской Академии», будет показано, что таким способом можно, повидимому, получить толкование интересных и содержательных наблюдений Stark'a и других.

Из предыдущего ясно, каким образом можно получить общее представление о возникновении сериальных спектров типа натронного спектра. Затруднения, возникающие при попытке детального объяснения спектра любого элемента, возникают с полной силой уже в вопросе о *спектре гелия*, элемента, следующего за водородом и обладающего в нейтральном состоянии всего двумя электронами. Как известно, спектр гелия—простой, т.-е. состоит из простых линий, или двойных линий с очень небольшим расстоянием между компонентами.

Обнаружено, однако, что линии распадаются на две группы, каждая из которых описывается формулой типа (14), эти группы обозначаются обыкновенно, как спектр (орто) гелия и пара гелия; последний спектр состоит из простых линий, первый—из указанных выше дублетов. Этот факт наличия у гелия, в противоположность щелочным металлам, двух полных сериальных спектров типа Rydberg'a, не имеющих никаких взаимных комбинаций, казался столь неожиданным, что одно время были склонны считать гелий смесью двух элементов. Такой выход из положения в настоящее время невозможен, так как в соответствующей области периодической системы элементов нет места для нового элемента или, выражаясь правильнее, нет места для элемента с новым спектром. Объяснение наличия двух спектров может быть, однако, сведено к тому, что в стационарных состояниях, соответствующих сериальным спектрам, мы имеем дело в данном случае с системой, обладающей всего одним внутренним электроном; вследствие этого движение внутренней системы, при отсутствии внешнего электрона, будет чисто периодическим и легко может поэтому возмущаться внешними силами.

Для объяснения этого пункта мы на короткое время должны ближе остановиться на вопросе о стационарных состояниях, имеющих значение для возникновения сериальных спектров. Как уже говорилось, мы должны предполагать, что в этих состояниях один электрон движется по некоторой орбите вдаль от ядра и других электронов. Можно думать, что в общем случае возможно несколько различных групп таких состояний, из которых каждая соответствует различному стационарному состоянию внутренней системы, рассматриваемой изолированно. Ближайшее рассмотрение показывает, что при обычных условиях возбуждения наибольшей вероятностью обладает та группа, у которой движение внутреннего электрона соответствует «нормальному» состоянию внутренней системы, обладающему наименьшей энергией. Далее, энергия, необходимая для перевода внутренней системы из ее нормального состояния в другое стационарное состояние, в общем случае очень велика в сравнении с той энергией, которая необходима для перевода внешнего электрона из нормального состояния нейтрального атома в стационарную орбиту больших размеров. Далее, внутренняя система только в нормальном состоянии обладает в общем случае длительным существованием и потому может выдерживать, не разрушаясь, переходы внешнего электрона и связанное с этим процессом излучение. Конфигурация атомной системы в ее стационарных состояниях, в частности, в нормальном состоянии, в общем случае вполне определена, поэтому мы можем предполагать, что внутренняя система испытывает только небольшие изменения с течением времени, вызываемые присутствием внешнего электрона. Мы можем поэтому предполагать, что влияние внутренней системы на движение внешнего электрона, в общем, того же характера, как и возмущения

движения электрона в атоме водорода, вызываемые постоянным внешним полем, и вследствие этого нужно ожидать появления спектра, соответствующего совокупности спектральных членов, образующих в общем случае связанную группу, хотя даже в отсутствии внешних сил не всякая комбинация двух членов этой совокупности определяет появление спектральной линии. В вопросе о спектре гелия дело обстоит иначе, так как внутренняя система, как мы уже говорили, содержит всего один электрон, движение которого при отсутствии внешнего электрона чисто периодическое, если только пренебречь теми небольшими изменениями кеплеровского движения, которые вызываются изменением массы электрона в зависимости от скорости. Форма орбиты в стационарных состояниях внутренней системы поэтому сама по себе неопределенна, или, точнее выражаясь, устойчивость орбиты столь мала (даже при учете изменчивости массы), что уже малые внешние силы в состоянии изменить эксцентриситет орбиты в течение времени на конечную величину. Таким образом в случае атома гелия открывается возможность существования нескольких групп стационарных состояний, для которых энергия внутренней системы приблизительно одна и та же, хотя форма и положение орбиты внутреннего электрона существенно различны; тем самым исключена возможность переходов между состояниями внутри различных групп даже в присутствии внешних сил в согласии с наблюдениями над спектром гелия.

Эти соображения приводят непосредственно к вопросу о типе возмущений орбиты внутреннего электрона атома гелия, возникающих благодаря присутствию внешнего электрона. Landé в последнее время, основываясь на этом, рассмотрел вопрос о спектре гелия. Хотя результаты этой работы во многих отношениях очень интересны (в особенности в смысле установления сильного обратного воздействия на движение внешнего электрона в силу тех возмущений, которые вызываются его присутствием во внутренней системе), тем не менее эти результаты не могут дать удовлетворительного объяснения спектра гелия. Независимо от тех серьезных возражений, которые могут быть сделаны относительно вычислений возмущений орбиты, соображения Landé затрудняют понимание возникновения двух отдельных спектров, не имеющих взаимных комбинаций с точки зрения принципа соответствия. Для выяснения положения вещей необходимо, повидимому, тщательное исследование взаимных возмущений внешней и внутренней орбиты атома гелия. Эти возмущения чрезвычайно усложняют характер движения обоих электронов атома гелия, и стационарные состояния не могут быть определены методами, разработанными для условно-периодических систем. Исследованием этого вопроса докладчик занимался совместно с Dr. Kramers'ом в последние годы. В докладе об атомной проблеме на съезде голландских естествоиспытателей и врачей в Лейдене, в апреле 1919 г., я кратко сообщил о результатах наших вычислений проблемы возмущения, а также об исследовании

определенных особых классов движений, на которые мы натолкнулись в нашей работе и которые могут иметь значение для объяснения спектра гелия. Внешние обстоятельства не позволили нам до сих пор опубликовать наши вычисления; мы надеемся сообщить о них в ближайшем будущем в связи с задачей о спектре гелия.

Задача о спектрах элементов с более высоким атомным номером является постольку более простой, поскольку внутренняя система в ее нормальном состоянии в этом случае более определена, чем в атоме гелия. С другой стороны, конечно, возрастают затруднения в механической задаче с увеличением числа частиц в атоме. Примером для этого может служить *спектр лития*, атом которого в нейтральном состоянии содержит три электрона. Отклонения спектральных членов лития от соответствующих членов спектра водорода очень малы для переменного члена главной серии ($k=2$) и диффузной побочной серии ($k=3$) и очень значительны для переменного члена резкой побочной серии ($k=1$). Этот результат весьма отличен от того, который можно было бы ожидать, если бы действие внутренних электронов можно было заменить центральной силой, находящейся в простой зависимости от расстояния. Причина должна быть приписана тому, что в орбитах стационарных состояний резкой побочной серии параметр, определенный в первом приближении формулой (25), только немного превосходит линейные размеры орбит внутренних электронов. При вычислении числа оборотов большой оси орбиты внешнего электрона в стационарных состояниях, числа, определяющего по принципу соответствия отклонения спектральных членов от соответствующих членов водорода, необходимо учитывать в деталях взаимодействия трех электронов на их движения; такой учет в особенности существенен для тех промежутков времени обращения внешнего электрона, когда последний находится вблизи от двух остальных электронов. Даже в том случае, если бы нормальное состояние внутренней системы при отсутствии внешнего электрона было вполне известно (это состояние должно быть подобным нормальному состоянию атома гелия), точное решение возникающей при этом механической задачи представляло бы необычайные трудности.

При переходе к спектрам элементов с еще более высоким атомным номером—механическая задача, решение которой необходимо для описания движения в стационарных состояниях, становится все труднее, что явствует уже из необычайной сложности многих наблюдаемых спектров. Даже в спектрах простейшего строения, даваемых щелочными металлами, сериальные линии не являются простыми, но состоят из *дублетов*, расстояние между компонентами которых сильно возрастает с атомным номером. Это обстоятельство указывает на то, что движение внешнего электрона не является простым центральным движением, но носит более запутанный характер; мы должны, следовательно, считаться с более сложной совокупностью стационарных

состояний. Тот факт, что в атоме натрия мы имеем дело с парами стационарных состояний, в которых большая ось и параметр внешнего электрона приближенно определяется формулами (17) и (25), указывается не только одинаковой ролью обоих состояний в спектре (как мы это видели при разборе опытов над резонансным излучением паров натрия), но подтверждается весьма поучительным образом при изучении своеобразного действия магнитного поля на дублеты. Это действие заключается в том, что при небольших силах поля каждая компонента дает так называемый *аномальный эффект Zeeman'a*, состоящий в расщеплении в отличие от триплета Lorentz'a на большее число резких компонент; при возрастающей силе поля, как наблюдали впервые Paschen и Back, обе компоненты дублета сливаются постепенно в одну простую сериальную линию с нормальным эффектом Zeeman'a.

Это влияние магнитного поля на дублеты щелочных спектров интересно не только в связи с предыдущим, как показывающее тесную связь компонент дублета и реальность простого объяснения общей структуры спектров щелочных металлов, но представляет и другое значение: оно показывает вполне определенно (если, конечно, можно положиться на принцип соответствия), что действие внешнего магнитного поля на движение электронов щелочных атомов, в отличие от эффекта Zeeman'a в водородных линиях, не может быть сведено к простому наложению равномерного вращения с числом оборотов, определяемым формулой (24) на возможное стационарное движение, существующее вне поля. Такое наложение по принципу соответствия всегда бы приводило к нормальному эффекту Zeeman'a для каждой компоненты дублета. В связи с этим нужно прежде всего указать, что разница между простым действием магнитного поля на компоненты тонкой структуры линий водорода, предсказываемым теорией и наблюдаемым действием на щелочные дублеты, не является противоречием. Компоненты тонкой структуры не соответствуют компонентам дублета; каждая компонента тонкой структуры соответствует по теории всей совокупности компонент дублета, триплета и т. д., занимающих место одной спектральной линии в схеме Rydberg'a; наличие эффекта Paschen'a и Back'a в сильных полях является поэтому существенной опорой для теоретического предсказания о характере действия магнитных полей на компоненты тонкой структуры водородных линий. Что касается «аномального» действия малых полей на компоненты дублета, то, повидимому, нет необходимости искать его причину в неприменимости обычных законов электродинамики к движению внешнего электрона в стационарных состояниях; скорее мы имеем дело с действием магнитного поля на ту тонкую связь между движениями внутренних и внешних электронов, которая, повидимому, определяет появление дублетов.

Легко видеть, что такое представление не совсем чуждо так называемой «теории связи» (Kopplungstheorie), при помощи которой Voigt мог, хотя и чисто формально, учесть подробности аномального эффекта Zeeman'a. Можно даже надеяться построить теорию этого эффекта на почве теории квант, формально сходную с теорией Voigt'a, несмотря на фундаментальную разницу в воззрениях той и другой теории на структуру атома и процесс излучения; подобной аналогией обладают развитая выше теория нормального эффекта Zeeman'a и первоначальная теория Lorentz'a, базирующаяся на классической электродинамике. К сожалению, время не позволяет мне подробнее изложить эти интересные вопросы, и я позволяю себе только указать на упомянутое уже продолжение моей статьи в «Трудах Копенгагенской Академии», в которой обсуждаются как вопросы о возникновении сериальных спектров и влиянии на них электрического и магнитного поля, так и некоторые проблемы, связанные со строением атомов в связи с изучением спектров.

В предыдущем изложении я намеренно не останавливался ближе на вопросе о строении атомов и молекул, хотя этот вопрос естественно самым тесным образом связан с теорией возникновения спектров, подобной разобранный выше. Потребность использовать результаты, полученные на основании изучения спектров для этой цели, возникает уже в связи с простой теорией водородного спектра, так как оказывается, что величина для большой оси электронной орбиты водородного атома в нормальном состоянии ($n=1$) того же порядка, как и значения, получаемые для размеров атомов с помощью кинетической теории газов. В своей первой статье на эту тему докладчик уже пытался набросать основы теории строения атомов элементов и молекул химических соединений. Эта теория была основана на простом обобщении результатов для стационарных состояний атома водорода, полученных на основании спектра; следствия ее во многих отношениях подтверждались опытом, в особенности относительно общего типа изменения свойств элементов по мере возрастания атомного номера, лучшим примером чего может служить закономерность в рентгеновских спектрах, открытая Moseley'ем. Я пользуюсь, однако, случаем заметить, что многие частные предположения этой теории должны быть в деталях изменены; к этому вынуждает современное развитие теории квант как в отношении разработки методов определения стационарных состояний, так и в смысле задачи о вероятности различных переходов между состояниями; к тому же приводит обсуждение границ применимости механики и недостаточное согласие теории с опытом, как на это основательно указывалось с различных сторон. Так, например, более невозможно оправдать предположение, введенное для предварительной ориентировки о том, что в нормальных состояниях электроны движутся в геометрически особенно простых орбитах, по-

добно «электронным кольцам». Соображения об устойчивости атомов и молекул в отношении внешних воздействий, а также возможность образования атома последовательным присоединением отдельных электронов приводят нас, во-первых, к тому, что рассматриваемые конфигурации электронов находятся не только в механическом равновесии, но и должны обладать известной устойчивостью в смысле требований обычной механики и, во-вторых, к тому, что указанные конфигурации должны быть такими, чтобы были возможны переходы к ним из других стационарных состояний атома. Такие простые конфигурации, как электронные кольца, не удовлетворяют этим требованиям, и мы вынуждены искать более сложных форм движения. Однако, нет возможности входить в детальное обсуждение этих, еще открытых вопросов, и я должен ограничиться указанием снова на мою статью, которая скоро должна выйти в свет. В заключение мне хочется еще раз отметить, что в настоящем докладе я стремился только изложить исходные точки зрения, лежащие в основе теории спектров. В особенности мне хотелось показать, что, несмотря на коренное различие этих точек зрения и обычных представлений о процессе излучения, все же возможно, на основании общего соответствия между спектрами и движением в атоме, воспользоваться такими представлениями, как путеводной нитью при исследовании спектров.

Перевел С. Вавилов.

Электрическая природа молекулярных сил в кристаллах.

В. Р. Бурсиан.

До сравнительно недавнего времени область междумолекулярных, или так называемых «частичных» сил была весьма мало доступна нашему пониманию. Эти силы определяют собой тепловое и механическое поведение вещества; они лежат в основе того механизма, применяя к которому статистические методы (гипотезу теплового движения, модифицированную, где это является необходимым, теорией квантов) мы можем ожидать теоретического истолкования этих свойств. Существование таких сил несомненно: известно, что только при очень разреженном состоянии вещества, в газах при низких давлениях, где частицы находятся в среднем далеко друг от друга, можно ими пренебречь и получить на основании статистических соображений удовлетворительную картину явлений, т. е. сделать кинетический вывод уравнения состояния «идеального» газа. Известно также, что для объяснения отклонений реальных газов от законов «идеального» газа ван дер Ваальсу пришлось допустить существование двойного рода сил: притяжения на больших расстояниях (силы «сцепления») и отталкивания на очень близких, при чем последнее учитывалось им суммарно, в виде представления об «объеме» твердых молекул. Этих формальных допущений было достаточно, чтобы осветить во многих отношениях с количественной и во всяком случае вполне удовлетворительно с качественной стороны громадный круг явлений из области газообразного и жидкого состояния вещества. Указанный характер молекулярных сил с несомненностью выступает также и в основных свойствах твердого состояния: сопротивление сжатию, слишком большое, чтобы быть объяснено одним лишь тепловым движением,—как в газах,—свидетельствует об отталкивании, проявляющемся при сближении частиц, а громадные силы сцепления—о появлении притяжения при попытке удалить частицы друг от друга. Нормальное же состояние твердого тела является, очевидно, результатом равновесия этих двух сил. Однако, природа этих сил так и оставалась неизвестной, и можно было предвидеть, что, исходя из суммарного эффекта этих сил—эмпирических уравнений состояния, тепловых и упругих свойств

веществ, их внутреннего трения и т. п., вряд ли можно получить однозначный ответ об их природе.

В настоящее время оказалось возможным подойти к этому вопросу с другой стороны, именно, пытаясь теоретически конструировать поведение вещества, исходя из основных представлений о природе его частиц, полученных в других областях исследования.

Опытные исследования последних лет над рассеянием частиц α и рентгеновых лучей при прохождении через вещество и теоретические работы над структурой атомов и теорией серий спектральных линий в оптической и рентгеновой областях спектра дали нам довольно определенное представление об общем характере строения «частиц»: по теории Бора это—сложные динамические системы из положительно заряженных ядер и отрицательных электронов, управляемые в своем стационарном состоянии электростатическими силами взаимного притяжения и отталкивания. Объемы как ядер, так и электронов весьма малы по сравнению с размерами атомной системы и их взаимными расстояниями, что, вместе с аналогичностью законов Кулона и всемирного тяготения Ньютона, делает эти модели весьма похожими на астрономические системы. Положительный заряд ядра, равный сумме зарядов окружающих его электронов (если атом находится в нейтральном состоянии), возрастает на один элементарный заряд ($e = 4,774 \times 10^{-10}$ абс. эл. ст. ед.) при переходе от одного элемента периодической системы к следующему, начиная с водорода, имеющего один электрон и один элементарный положительный заряд в ядре. В природе осуществляются, очевидно, не все бесконечное множество мыслимых родов движения таких систем, а лишь конечное число некоторых стационарных динамических конфигураций, соответственно числу известных нам, и обладающих при доступных нам условиях вполне определенными свойствами элементов; в этом теория атома видит проявление квантовых закономерностей. В настоящее время эти закономерности для простых случаев могут быть сформулированы вполне определенно; необходимым условием для этого является возможность полного решения математической проблемы интегрирования уравнений движения в общем виде. Известно, что для атома водорода и для ионизованного атома гелия (заряд ядра $+ 2e$ и один электрон) применение теории квантов к вполне решенной астрономической задаче двух тел дало поразительно, даже в мельчайших деталях, совпадающие с опытом результаты. Для более сложных случаев—остальных атомов периодической системы элементов—точная теория нам пока недоступна; однако, закономерности, наблюдаемые в рентгеновых спектрах всех элементов, указывают на весьма важное обстоятельство, именно, что при последовательном усложнении систем большим числом электронов, расположение внутренних, ближайших к ядру электронов не подвергается существенному изменению. Принимая во внимание периодичность свойств элементов, Коссель [1] выска-

стался следующим образом о характере структуры более сложных атомов.

Нейтральный атом гелия имеет два электрона; на основании его химической недеятельности можно заключить, что они образуют весьма устойчивую конфигурацию. Прибавление еще одного электрона и увеличение заряда ядра до $3e$ должно нас привести к модели атома лития; естественно допустить, что третий электрон не входит в конфигурацию первых двух, а остается снаружи. Довольно тесная группа из центрального заряда $+3e$ и двух электронов в первом приближении представляет собой как бы ядро с зарядом $+e$, около которого обращается внешний электрон, т.-е. систему, весьма похожую на водород. Идя дальше вдоль первой строки периодической системы, мы будем прибавлять к внешней группе по одному электрону, пока не дойдем до следующего благородного газа, неона, у которого в этой внешней группе окажется восемь электронов, образующих опять весьма устойчивую комбинацию. Следуя далее, мы будем наслаивать третью, еще более внешнюю группу электронов: у натрия—один, у магния два и т. д., а обе устойчивые внутренние комбинации из двух и восьми электронов оставлять без изменения. Рассмотрим также и предшествующий неону элемент—фтор, у которого по этой схеме должно быть семь внешних электронов. Химическая недеятельность благородных газов, приписываемая чрезвычайной устойчивости их наружных электронных конфигураций, дает нам ключ к пониманию простейших химических соединений и существования электролитических ионов. В самом деле напрашивается мысль, что если произойдет сближение нейтрального атома лития или натрия с одним внешним электроном и чрезвычайно устойчивой конфигурацией внутренних электронов—с атомом фтора, у которого для образования подобной конфигурации (неоновой) не хватает как раз одного электрона, то произойдет обмен, и наружный электрон одновалентного металла вступит в наружную группу фтора, завершив там образование неоновой конфигурации. При этом, конечно, останутся некомпенсированными центральные заряды одних элементов: одновалентный металл получит положительный, а фтор—отрицательный элементарный заряд, т.-е. образуются два иона, электростатическое притяжение которых будет способно, при известных условиях, связать их в одну химическую молекулу соли. Легко видеть, что при ослаблении этого притяжения окружающей средой с большой диэлектрической постоянной (водой) воздействие теплового движения может вызвать распад молекул именно на эти два иона, т.-е. так, как это требуют наши сведения об электролитической диссоциации водных растворов. Эти соображения применимы непосредственно ко всем галоидным соединениям щелочных металлов; один взгляд на таблицу Менделеева показывает, что рядом с любым из них находится с должной стороны благородный газ нулевой группы.

В первоначальном эскизе теории Бора — Косселя схема группировок электронов в последовательно облекающих ядро атома слоях была предположена простейшая, именно в виде концентрических колец, к которым можно было сравнительно просто применять положения теории квантов для определения их радиусов. В настоящее время уверенность в существовании таких колец сильно поколеблена (между прочим также и вследствие ниже изложенных результатов работ Борна), в то время как общий характер изложенных соображений настолько отчетливо передает наиболее существенные стороны наблюдаемых фактов, что вряд ли подлежит существенному изменению.

Итак, атомы, молекулы и ионы представляют собой системы как-то сгруппированных и движущихся электрических зарядов. Естественно предположить, что и во вне, на соседние частицы они действуют как таковые, т.-е. сделать предположение об электрической природе частичных сил. Однако, наши сведения о пространственном распределении зарядов в частицах, как было только что указано, недостаточно полны для того, чтобы приступить к решению задачи определения равновесной и устойчивой конфигурации совокупности таких частиц в общем виде. Но на первых порах было бы достаточно убедительным показать, что междучастичные силы, вычисленные на основании этого предположения из какой-нибудь модели типа Бора, имеют должный характер, указанный в самом начале настоящей статьи, и правильный порядок величины. А для этого необходимо иметь готовое представление о фактическом расположении частиц, образующих данное тело.

И здесь нужно отметить, что результаты экспериментальных исследований последних лет дали нам совершенно точные и детальные сведения об устойчивом расположении атомов в большом числе тел, именно в целом ряде кристаллов. К числу кристаллов, обладающих подробно исследованной и вместе с тем очень простой структурой, относятся как раз кристаллы щелочно-галогидных солей типа $NaCl$, KJ и т. п. Исследование интерференции рентгеновых лучей, рассеянных этими кристаллами, по методам Брэгга и Дебая, с несомненностью показало, что элементами их структуры являются не молекулы и не нейтральные атомы, а рассмотренные нами выше ионы, напр., Na^+ и Cl^- , расположенные в правильной пространственной кубической решетке, чередуясь друг с другом вдоль рядов, расположенных параллельно трем взаимно перпендикулярным четверным осям симметрии этой структуры. Если обратить внимание на ионы одного сорта (напр., обозначенные черными кружками на рис. 1), то окажется, что они расположены в решетке, элементом которой является куб с центрированными гранями; другой ион расположен в точно такой же решетке, но сдвинутой относительно первой вдоль по диагонали куба наполовину ее длины, так что оба сорта ионов вместе занимают

все узлы простой кубической решетки с ребром куба, равным половине предыдущего. Отметим, что хотя на рисунке элементарного куба изображены 13 точек одного и 14 точек другого сорта, а всего 27 точек, все же, на объем нашего куба, содержащего 8 маленьких кубов, приходится 8 точек, так как очевидно, что в простой кубической решетке на каждый куб приходится по одной точке. Стало быть на объем элементарного куба δ^3 , где δ есть его ребро, приходится по 4 иона каждого сорта, за которые можно принять, например, все лежащие в вершинах нижнего левого переднего малого куба. Заметим, что раз тип структуры известен, ребро

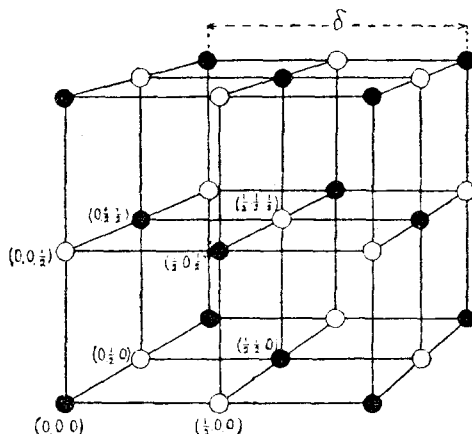


Рис. 1.

δ элементарного куба может быть вычислено следующим образом: если ρ есть плотность кристалла, μ_+ и μ_- молекулярные веса ионов, $N = 6,06 \times 10^{23}$ число молекул в граммолекуле, то объем куба, содержащего 4 пары ионов (4 молекулы), будет в 4 раза больше объема, приходящегося на одну молекулу, т.е. объема граммолекулы, деленного на N . Отсюда для ребра этого куба получили:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4(\mu_+ + \mu_-)}{N \cdot \rho}} = 1,87 \sqrt[3]{\frac{\mu_+ + \mu_-}{\rho}} \cdot 10^{-8} \dots (1).$$

С этими данными Борн и Ланде [2] приступают к решению задачи со следующими предположениями и ограничениями. Распределение электронов в ионах предполагается по первоначальной схеме Бора и Косселя по кольцам с определенными числами электронов, следующими из схемы Косселя, и радиусами, вычисленными из применения к этому случаю теории квантов с учетом взаимодействия колец между собою; именно предполагается, что первое кольцо имеет 2 электрона и каждый из них имеет момент количества движения, равный $\frac{h}{2\pi}$ (где h есть постоянная Планка), т.е. один квант момента количества движения по Бору; второе кольцо—8 электронов и 2 кванта момента количества движения на каждый, третье кольцо—опять 8 электронов и 2 кванта, четвертое—10 электронов и 2 кванта, пятое—8 электронов и 2 кванта и т. д. попеременно. Предположение Зоммерфельда, что k кольцо имеет k квантов момента количества движения, не приводит к результатам, согласным с опытом. Борн рассматривал также вопрос об ориентировке колец не в одной плоскости, а во взаимно перпендикулярных, на что имеются указания в теории Зом-

мерфельда. Принятое им компланарное расположение за единственным исключением пятого кольца C_5 , которое было им ориентировано перпендикулярно к плоскости остальных, дало наилучшие результаты. Далее будет видно, что результаты дальнейших работ заставили вообще отказаться от представления о кольцах, так что эти соображения не имеют особого интереса.

Чтобы сохранить кубическую симметрию решетки при размещении в ней подобных сатурновым кольцам систем, приходится придать всем осям особые направления, именно, по диагоналям малого куба, взаимно пересекающимся в его центре (рис. 2, где для большей ясности чертеж продолжен так,

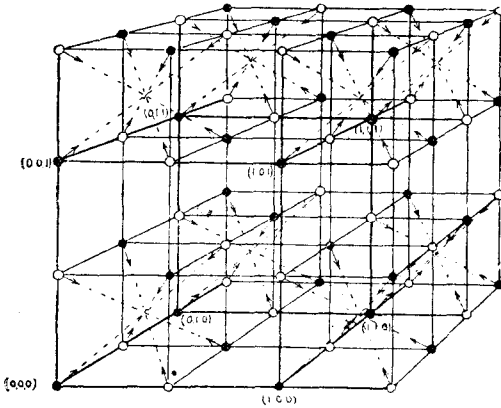


Рис. 2.

чтобы охватить по три малых куба в ряд).

Цель кропотливой части вычислений, о которых будет сказано далее, заключается в получении выражения для электростатической взаимной потенциальной энергии, происходящей от взаимодействия ионов. В это выражение войдет вместе с параметрами, определяющим структуру ионов, еще только длина ребра элементарного куба. Конечно, суще-

ствует еще энергия самих ионов, зависящая от их внутренней конфигурации, которая при изменении δ , например, при сжатии, вследствие воздействия соседних ионов может измениться. Для упрощения делается предположение, что такого изменения внутренней конфигурации и ориентировки ионов в решетке не происходит. Тогда единственной переменной (при всестороннем сжатии) остается величина δ , и можно ограничиться исследованием взаимной потенциальной энергии. Равновесное состояние кристалла при отсутствии внешнего давления (атмосферное давление при малой сжимаемости твердых тел, конечно, можно считать ничтожно малым) определяется минимумом этой потенциальной энергии. Если мы обозначим ее через $\Phi(\delta)$, то нормальное значение постоянной решетки δ_0 определится из уравнения

$$\Phi'(\delta_0) = 0 \dots \dots \dots (2).$$

Это δ_0 и следует сравнить с числами, полученными из опыта, т.-е. из уравнения (1).

Далее нетрудно видеть, что вторая производная Φ по δ при $\delta = \delta_0$ будет стоять в связи с сжимаемостью кристалла, что дает возможность еще раз проверить теорию. Вычисление сжимаемости на основании изложенных соображений следующее. С одной стороны, мы

можем для значений δ , мало отличающихся от δ_0 , написать разложение потенциальной энергии в ряд Тейлора

$$\Phi(\delta) = \Phi(\delta_0) + (\delta - \delta_0) \Phi'(\delta_0) + \frac{(\delta - \delta_0)^2}{2} \Phi''(\delta_0) + \dots (3).$$

Здесь в силу (2) линейный член равен нулю и изменение потенциальной энергии при изменении δ на величину $(\delta - \delta_0)$ приближенно равно

$$\Phi(\delta) - \Phi(\delta_0) = \frac{(\delta - \delta_0)^2}{2} \Phi''(\delta_0) \dots \dots \dots (4).$$

С другой стороны, работа R внешних сил при сжатии объема на ΔV вычисляется по формуле

$$R = \int_{V_0}^{V - \Delta V} p dV \dots \dots \dots (5),$$

где для малых изменений объема V можно положить давление p пропорциональным сжатию, т.е.

$$p = -\frac{1}{\kappa} \frac{V - V_0}{V_0} \dots \dots \dots (6)$$

где κ есть коэффициент сжимаемости. Подставляя (6) в (5) и интегрируя, получим:

$$R = \frac{1}{2\kappa V_0} (\Delta V)^2 \dots \dots \dots (7).$$

Если наш кристалл содержит N' элементарных кубов с ребром δ , то $V = N' \delta^3$, а для ΔV можно написать:

$$\Delta V = 3 N' \delta^2_0 (\delta - \delta_0) \dots \dots \dots (8).$$

Подставляя все это в (7) и сравнивая с (4), так как затраченная работа должна равняться приращению потенциальной энергии, получим

$$\frac{(\delta - \delta_0)^2}{2} \Phi''(\delta_0) = \frac{9 N' \delta_0}{\kappa} \cdot \frac{(\delta - \delta_0)^2}{2},$$

или окончательно

$$\kappa = \frac{9 N' \delta_0}{\Phi''(\delta_0)} \dots \dots \dots (9).$$

Если мы через $\varphi = \Phi/N'$ обозначим потенциальную энергию, приходящуюся на один элементарный куб, содержащий по 4 иона каждого сорта, то ближайшей задачей явится: вычисление $\varphi(\delta)$, решение уравнения

$$\varphi'(\delta_0) = 0 \dots \dots \dots (2')$$

и вычисление величины

$$\kappa = \frac{9 \delta_0}{\varphi''(\delta_0)} \dots \dots \dots (9').$$

Следует отметить, что все эти вычисления относятся к температуре абсолютного нуля, так как тепловое движение в расчет не принимается. Однако, слабая зависимость объема и сжимаемости от температуры делает экстраполяцию опытных данных на абсолютный нуль при сравнении их с результатами теории в ее теперешнем состоянии излишней.

При очень большом N' , как это имеет место в действительности, можно не обращать внимания на элементарные кубы, лежащие около поверхности кристалла, а вычислять так, как будто бы кристалл был бесконечно велик. В таком случае потенциальная энергия φ_1 иона одного сорта, происходящая от присутствия всех остальных ионов и соответственная величина для ионов другого сорта, φ_2 , будет всюду одинакова, и взаимная потенциальная энергия всех ионов, число которых по N'' каждого сорта, будет иметь величину:

$$\Phi = \frac{1}{2} N'' \varphi_1 + \frac{1}{2} N'' \varphi_2 \dots \dots \dots (10).$$

Так как у нас в элементарном кубе 4 иона каждого сорта, то число кубов N' есть $\frac{N''}{4}$, и введенная нами величина φ будет равна

$$\varphi = \frac{\Phi}{N'} = 2 (\varphi_1 + \varphi_2) \dots \dots \dots (11).$$

Задача таким образом сведена к вычислению потенциалов φ_1 и φ_2 одного иона каждого сорта в бесконечной решетке.

Так как электроны на кольцах обращаются с большой угловой скоростью, то, для вычисления средней статической силы, их можно заменить эквивалентным зарядом, распределенным с постоянной линейной плотностью по окружности кольца. Основой вычисления служит выражение для взаимного потенциала ϕ двух таких колец с зарядами E_1 и E_2 , радиусами a_1 и a_2 , с расстоянием между центрами равным r , оси которых составляют углы ϑ_1 и ϑ_2 с линией центров и ε_{12} между собой (рис. 3). Разложение по отрицательным степеням r дает ряд

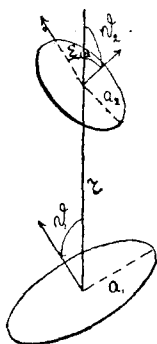


Рис. 3.

$$\phi = \frac{\phi_{-1}}{r} + \frac{\phi_{-3}}{r^3} + \frac{\phi_{-5}}{r^5} + \dots \dots \dots (12).$$

Коэффициенты ϕ_{-1} , ϕ_{-3} , ϕ_{-5} имеют следующие значения:

$$\phi_{-1} = E_2 \left\{ a_1^2 P_2 (\cos \vartheta_1) + a_2^2 P_2 (\cos \vartheta_2) \right\} \dots \dots \dots (13)$$

$$\phi_{-3} = E_1 E_2 \frac{1}{8} \left\{ a_1^4 P_4 (\cos \vartheta_1) + a_2^4 P_4 (\cos \vartheta_2) + 2 a_1^2 a_2^2 Q_4 (\vartheta_1 \vartheta_2 \varepsilon_{12}) \right\},$$

где P и Q обозначают следующие функции углов:

$$P_2(\cos \vartheta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \vartheta - 1)$$

$$P_4(\cos \vartheta) = \frac{1}{8} (35 \cos^4 \vartheta - 30 \cos^2 \vartheta + 3) \dots \dots \dots (14)$$

$$Q_4(\vartheta_1 \vartheta_2 \varepsilon_{12}) = \frac{1}{4} \left[1 - 5 (\cos^2 \vartheta_1 + \cos^2 \vartheta_2) + 35 \cos^2 \vartheta_1 \cos^2 \vartheta_2 + 2 \cos^2 \varepsilon_{12} - \right. \\ \left. - 20 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \cos \varepsilon_{12} \right].$$

Если на момент взять величину δ за единицу длины, то координаты ионов можно условно обозначить символом $\begin{pmatrix} ijk \\ lmn \end{pmatrix}$, где l, m, n целые числа, обозначающие координаты левой передней нижней вершины каждого куба (они проставлены на рис. 2), а ijk обозначают координаты точки по отношению к этой вершине и принимают значение в каждом кубе те же самые, какие указаны на рис. 1 для точек, причисленных к основному кубу 0, 0, 0. Направление оси колец каждого иона дается значениями косинусов их углов с осями координат:

$$\frac{(-1)^{2i}}{\sqrt{3}}, \frac{(-1)^{-2j}}{\sqrt{3}}, \frac{(-1)^{2k}}{\sqrt{3}} \dots \dots \dots (15).$$

расстояние между ионом $\begin{pmatrix} 000 \\ 000 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} ijk \\ lmn \end{pmatrix}$:

$$r \begin{matrix} i & j & k \\ l & m & n \end{matrix} = \delta \sqrt{(l+i)^2 + (m+j)^2 + (n+k)^2} = \delta \cdot \rho \dots (16)$$

и косинусы углов этого направления с осями координат:

$$\frac{l+i}{\rho}, \frac{m+j}{\rho}, \frac{n+k}{\rho} \dots \dots \dots (17).$$

На основании этих формул вычисляются необходимые значения углов $\vartheta_1, \vartheta_2, \varepsilon_{12}$, которые, будучи подставлены в (14), дают значение для ψ , потенциала какого-нибудь кольца иона $\begin{pmatrix} 000 \\ 000 \end{pmatrix}$ с радиусом a , в поле кольца иона $\begin{pmatrix} ijk \\ lmn \end{pmatrix}$ с радиусом a_2 . Остается произвести суммирование, которое выполняется авторами в следующем порядке: сначала суммируется по всем ионам одного сорта, имеющим кольцо a_2 , и находящихся на одном и том же расстоянии; при этом оказывается, что член третьего порядка исчезает, так что остаются лишь члены первого и пятого порядка. То же производится и с ионами другого сорта (у одних, как нетрудно видеть, сумма $i+j+k$ целая, у других дробная); пусть в них имеется кольцо с радиусом a'_2 . Затем производится суммирование по различным значениям расстояния. Обозначая это суммирование

знаком Σ , мы получим для потенциалов, происходящих от колец a_2 и a'_2 на кольцо a_1 выражения вида:

$$\begin{aligned} \phi(a_1 a_2) &= \frac{E_1 E_2}{\delta} \sum \frac{C_{lmn}^{ijk}}{\rho} + \frac{E_1 E_2}{\delta^5} \sum \frac{f(a_1 a_2)}{\rho^5} \cdot C_{lmn}^{ijk} \\ \phi(a_1 a'_2) &= \frac{E_1 E'_2}{\delta} \sum \frac{C_{lmn}^{ijk}}{\rho} + \frac{E_1 E'_2}{\delta^5} \sum \frac{f'(a_1 a'_2)}{\rho^5} \cdot C_{lmn}^{ijk}, \end{aligned}$$

где C_{lmn}^{ijk} обозначает число ионов, имеющих одно и то же расстояние от начального. Число это вообще равно 48, но при совпадении данной точки с одной или несколькими плоскостями симметрии, проведенных через $\begin{pmatrix} 000 \\ 000 \end{pmatrix}$, число это соответственно уменьшается. Функции f и f' имеют вид

$$- A \left(a_1^4 + a_2^4 \right) + B a_1^3 a_2^2,$$

где A и B довольно сложные суммы. Затем остается еще просуммировать полученные выражения для всех возможных комбинаций a_1 (колец иона $\begin{pmatrix} 000 \\ 000 \end{pmatrix}$) и a_2 (колец ионов того же сорта) и соответственно a'_2 — колец ионов другого сорта, при чем для вычисления потенциала ядра в поле колец и ядер и колец в поле ядер других ионов, достаточно в формулах положить соответственные радиусы равными нулю. Суммирование членов пятого порядка вследствие быстрой сходимости $\frac{1}{\rho^5}$ производится непосредственным вычислением, член первого порядка вычисляется особыми приемами, указанными Маделунгом [3].

Если мы напомним $E_{1,\mu}$ для зарядов колец и ядра иона $\begin{pmatrix} 000 \\ 000 \end{pmatrix}$, $E_{2,\nu}$ и соответственно $E'_{2,\nu}$ для зарядов в других ионах, то, так как радиусы колец в первый член не входят, легко видеть, что, например, $\sum_{\mu, \nu} E_{1,\mu} E_{2,\nu}$ представится в виде произведения сумм $\sum_{\mu} E_{1,\mu} \sum_{\nu} E_{2,\nu}$, а так как $\sum_{\mu} E_{1,\mu} = \sum_{\nu} E_{2,\nu} = \pm e$, а $\sum_{\nu} E'_{2,\nu} = \mp e$, то член первого порядка напишется

$$\frac{e^2}{\delta} \sum \left(\pm \frac{1}{\rho} \right) \dots \dots \dots (18)$$

где знак $+$ относится к одноименным, знак $-$ к разноименным ионам, а знак \sum здесь обозначает простое суммирование по всем ионам решетки. Так как ближайшее расстояние между двумя ионами есть $\frac{\delta}{2}$, то, написав выражение для члена первого порядка в виде:

$$\frac{2e^2}{\delta} \sum \left(\pm \frac{1}{2\rho} \right) \dots \dots \dots (19),$$

найдем, что Σ обозначает потенциал бесконечной кубической решетки, в узлах которой находятся попеременно заряды $+1$ и -1 с ребром, равным единице. Маделунг суммирует это выражение в следующем порядке: сначала вычисляется потенциал бесконечного ряда альтернирующих зарядов на один из них; он, очевидно, равен

$$2 \left(-1 + \frac{1}{2} - \frac{1}{3} + \frac{1}{4} - \dots \right) = -2 \lg 2 = -1,386. \quad (20).$$

Затем вычисляется потенциал параллельного ряда на тот же самый заряд и суммируется для всех параллельных рядов той же координатной плоскости. Для этой части потенциала Маделунг дает весьма быстро сходящийся двойной ряд:

$$-8 \left[\sum_n \frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(i\pi n) - \sum_n \frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(2i\pi n) + \dots \right] = -0,4225 \dots \quad (21),$$

где n принимает только нечетные положительные значения, а $H_0^{(1)}$ обозначает нулевую Ганкелеву функцию первого вида. Наконец, вычисляется потенциал, производимый параллельной плоскостью, и суммируется по всем плоскостям. Получается также быстро сходящийся тройной ряд:

$$-16 \left[\sum_m \sum_n e^{-\pi \sqrt{m^2+n^2}} \frac{1}{\sqrt{m^2+n^2}} - \sum_m \sum_n e^{-2\pi \sqrt{m^2+n^2}} \frac{1}{\sqrt{m^2+n^2}} + \dots \right] = -0,131 \dots \quad (22),$$

где опять m и n принимают только нечетные положительные значения. Складывая (20), (21) и (22), умножая на $\frac{2e^2}{\delta}$ согласно (19) и еще на 4 согласно (11), так как потенциалы для обоих сортов равны, получаем для члена первого порядка в окончательном выражении для φ , которое мы напомним в виде

$$\varphi = \frac{a}{\delta} + \frac{\sigma}{\delta^5} \dots \quad (23)$$

$$a = +13,94e^2 \dots \quad (24).$$

Коэффициент члена пятого порядка после выполнения всех вычислений представляет собой следующее выражение

$$v = 2e^2 \left\{ -28,7 \cdot 2 \left(\sum p_{1k} a_{1k}^4 - \sum p_{2k} a_{2k}^4 \right) + 293,2 \sum p_{1k} a_{1k}^2 \sum p_{2k} a_{2k}^2 + 37,4 \left[\left(\sum p_{1k} a_{1k}^2 \right)^2 + \left(\sum p_{2k} a_{2k}^2 \right)^2 \right] \right\} \dots \quad (25),$$

где p — числа электронов, a — радиусы колец, значки k — нумерация колец, 1 и 2 — сорта ионов. В нижеследующей таблице указаны для различных ионов числа электронов и относительные радиусы a (за единицу взять радиус одноквантовой круговой орбиты водородного электрона $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$).

	Z	p_1	a_1	p_2	a_2	p_3	a_3	p_4	a_4	p_5	a_5	p_6	a_6	p_7	a_7
<i>Li</i>	3	2	0,3638	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
<i>Na</i>	11	2	0,0930	8	0,649	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
<i>K</i>	19	2	0,0534	8	0,278	8	0,754	—	—	—	—	—	—	—	—
<i>Rb</i>	37	2	0,0272	8	0,124	8	0,176	10	0,312	8	0,846	—	—	—	—
<i>Cs</i>	55	2	0,0173	8	0,080	8	0,095	10	0,150	8	0,166	10	0,313	8	0,840
<i>F</i>	9	2	0,1141	8	0,959	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
<i>Cl</i>	17	2	0,0598	8	0,325	8	1,097	—	—	—	—	—	—	—	—
<i>Br</i>	35	2	0,0286	8	0,1325	8	0,200	10	0,363	8	1,168	—	—	—	—
<i>J</i>	53	2	0,0190	8	0,033	8	0,099	10	0,1456	8	0,2315	10	0,410	8	1,292.

При помощи данных этой таблицы можно по (25) вычислить коэффициент b ; он получается положительным для всех рассмотренных случаев.

Написав полученное для φ выражение (23) в общем виде с неопределенным показателем n

$$\varphi = -\frac{a}{\delta} + \frac{b}{\delta^n} \dots \dots \dots (26),$$

мы можем убедиться, что оно удовлетворяет поставленным в начале общим требованиям: взяв производную и приравняв ее нулю согласно (2') получим для δ_0 уравнение:

$$\varphi'(\delta_0) = \frac{a}{\delta_0^2} - \frac{nb}{\delta_0^{n+1}} = 0 \dots \dots \dots (2''),$$

откуда получаем:

$$b = \frac{a\delta_0^{n-1}}{n}, \quad \delta_0 = \sqrt[n-1]{\frac{nb}{a}} \dots \dots \dots (27),$$

а для второй производной получим:

$$\varphi'' = -\frac{2a}{\delta_0^3} + \frac{n(n+1)b}{\delta_0^{n+2}} = \frac{a(n-1)}{\delta_0^3} \dots \dots \dots (28'),$$

так что для сжимаемости по (9') получается

$$\kappa = \frac{9 \delta_0^4}{a(n-1)} \quad (9'')$$

Так как n есть целый положительный показатель, больший единицы, то (28) показывает, что при δ_0 потенциальная энергия проходит через минимум; при $\delta > \delta_0$ преобладает притяжение, при $\delta < \delta_0$ — отталкивание. Можно было ожидать, что модель Бора, помещающая положительный заряд в центре и отрицательный на периферии атома, даст такой результат; в самом деле, в решетке ближайшими соседями являются разноименные ионы, которые должны поэтому взаимно притягиваться, что и выражается отрицательным значением первого члена; но при их сближении периферические части, заряженные одноименно, и находящиеся на меньшем расстоянии, чем центры тяжести общего заряда, должны вызвать быстро возрастающее отталкивание. Вычисление Борна, давшее $b > 0$ подтверждает это ожидание, по крайней мере для принятой им модели.

Подставляя в (27) $n=5$ и численные значения коэффициентов a и b , Борн и Ланде получили очень хорошее совпадение вычисленных и наблюдаемых значений δ (рис. 4).

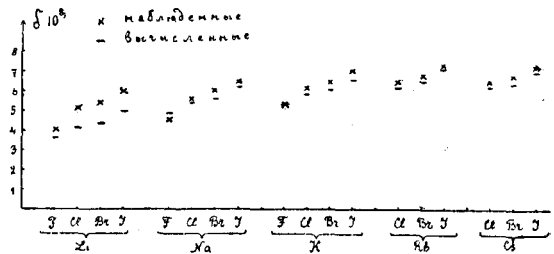


Рис. 4.

Проверка формулы (9'') для сжимаемости дала не вполне удовлетворительный результат: κ оказались хотя и правильного порядка величины, но для всех рассмотренных кристаллов примерно в два раза больше, чем на опыте, откуда следует, что столь близкому совпадению величин δ особого значения придавать не следует. Все же, конечно, полученному результату следует приписать капитальное значение: правильный порядок величины и довольно близкие численные значения, полученные при двукратной проверке теории по формулам (27) и (9'') на большом числе однотипных кристаллов показывают очень убедительно, что частичные силы, удерживающие ионы кристаллов, действительно могут быть целиком объяснены электростатическими силами между ионами, построенными по модели Бора.

Следующая работа Борна и Ланде [4] посвящена вопросу о получившейся в первой работе невязке между вычисленными и наблюдаемыми значениями сжимаемости, имеющей не случайный, а систематический характер. Формула (9''), содержит кроме числа a , не зависящего от структуры ионов, и постоянной решетки δ_0 , которая дается опытом, только показатель n отрицательной степени δ в члене выра-

жения потенциальной энергии, происходящем от отталкивающих сил. Модель ионов, построенная из плоских колец, неизбежно приводит, как показали предыдущие вычисления, к значению $n=5$, и к неточному результату для сжимаемости. Для того, чтобы, оставаясь при общем выражении для потенциальной энергии (26), получить требуемую опытом в два раза меньшую сжимаемость, нужно n увеличить тоже примерно в два раза, а это заставляет нас оставить модель плоских колец и предположить иную структуру. Нетрудно видеть, что показатель n зависит от степени симметрии модели иона. Если отрицательные заряды распределить равномерно по концентрическим сферам вокруг ядра, то, как известно из электростатики, такие модели будут действовать, как точечные заряды, на каком угодно расстоянии, большем, чем их радиус, т.-е. мы получим только первый член выражения φ ,—показатель n окажется равным бесконечности. Чем меньше степень симметрии, тем меньшего значения можно ожидать для показателя первого не исчезающего члена для φ . Так как опыт требует большего показателя, чем его дает модель с плоскими кольцами, то приходится допустить, что расположение электронов не плоское, а более симметричное и пространственное. Вычисления Борна показывают, что различные ориентировки внутренних колец мало влияют на результат вычислений; существенное значение имеют размеры и конфигурация внешней оболочки. Таким образом желаемого результата нельзя добиться, если расположить кольца в разных плоскостях, а нужно придать внешнему слою пространственную конфигурацию. Но так как внешний слой фтора и натрия является внутренним для хлора и калия, а внешние слои этих последних—внутренними для брома и рубидия и т. д., то ясно, что изложенное толкование результатов сравнения опыта с первой попыткой теории заставляет нас вообще отказаться от схемы колец, а избрать пространственные схемы с более высокой симметрией. Построение таких схем, при нашем неумении применять теорию квантов к сложным механическим проблемам, представляется гадательным, и приходится становиться на более феноменологическую точку зрения, именно попытаться получить из опытных данных сведения о характере этих конфигураций. Так Борн и Ланде и поступили: они удержали общее выражение (26) для потенциальной энергии и константу a , не зависящую от специальных предположений о структуре ионов, величину же b и показатель n оставили неопределенными. Взяв опытные данные для δ_0 и χ , можно из (9") определить показатель n , а затем из (27) вычислить величину b . Следующая таблица дает вычисленные значения для n ; они колеблются около 8,76. Авторы полагают $n=9$ и вычисляют теоретическое значение для χ , указанное в последнем столбце таблицы. Соли одновалентного таллия кристаллизуются в решетки такой же структуры, как и щелочно-галогидные соли.

	$\chi \cdot 10^{12}$ набл.	n	$\chi \cdot 10^{12}$ выч.
Na Cl	4,1	7,75	3,46
Na Br	5,1	8,41	4,73
Na J	6,9	8,33	6,30
K Cl	5,0	9,62	5,36
K Br	6,2	9,56	6,64
K J	8,6	9,10	8,68
Tl Cl	4,7	9,00	4,69
Tl Br	5,1	9,43	5,36
Tl J	6,7	9,63	6,76

Сравнение вычисленных и наблюдаемых значений χ представлено на рис. 5. Совпадение при $n=9$ получается вполне удовлетворительное.

Это большое значение показателя указывает на довольно высокую степень симметрии внешнего электронного слоя, и можно было попытаться подобрать такие пространственные конфигурации, которые давали бы этот показатель.

Число 8 электронов в этом слое подсказывает кубическое расположение, и в качестве первой ориентирующей попытки Борн попробовал провести вычисление взаимной энергии ионов, внешний слой которых состоит из электронов, расположенных в вершинах куба, с осями параллельными осям решетки. При этом,

так как вычисление имеет характер предварительный, то можно все внутренние электроны вместе с ядром соединить в один центральный заряд $(8+1)e$ для щелочного металла и $(8-1)e$ для галоида. Обозначая через $\psi_{w_1 w_2}$ потенциал нейтрального куба (с зарядом $8e$ в центре и восемью электронами в вершинах) одного иона в поле такого же нейтрального куба другого иона, через $\psi_{k_1 w_1}$ и $\psi_{k_2 w_1}$ потенциал одного нейтрального куба в поле остающегося заряда $+e$ или $-e$ другого иона и через $\psi_{k_1 k_2}$ потенциал остающегося заряда $+e$ в поле остающегося

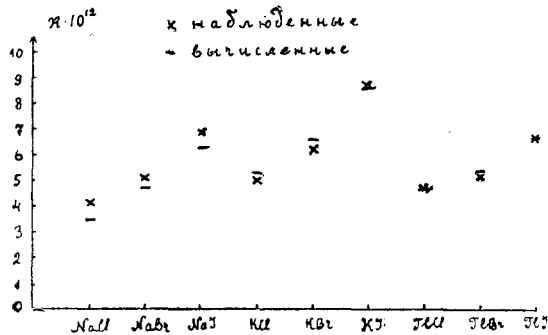


Рис. 5.

заряда $-e$ другого иона, Борн получает следующие разложения по отрицательным степеням расстояния центров (α, β, γ — косинусы углов линии центров с осями кубов, a_1 и a_2 — радиусы сфер, описанных вокруг кубов):

$$\begin{aligned} \psi_{k_1 k_2} &= -\frac{e^2}{R} \\ \psi_{k_1 w_1} + \varphi_{k_1 w_1} &= \frac{14e^2}{9R^5} (a_1^4 - a_2^4) \left\{ 5(\alpha^4 + \beta^4 + \gamma^4) - 3 \right\} + \\ &+ \frac{M (a_1^6 a_2^6)}{R^7} + \frac{N (a_1^8 - a_2^8)}{R^9} + \dots \\ \psi_{k_1 w_1} &= \frac{14e^2 a_1^4 a_2^4}{9R^9} f(\alpha\beta\gamma) + \dots \dots \dots (29), \end{aligned}$$

откуда следует, что при $a_1 = a_2$ или очень близких по величине, первый член разложения действительно будет иметь должный показатель 9.

Конечно, подобное статическое положение электронов наверное не возможно, но можно предположить, что пространственное движение группы 8 электронов таково, что в среднем их конфигурация сохраняет кубическую симметрию. Следуя идее, данной Борном, Ланде в ряде работ [5] занимался разысканием периодических орбит системы из нескольких электронов, при чем ставилось требование, чтобы их конфигурация в каждый момент удовлетворяла элементам симметрии тетраэдра или куба. Впоследствии Ланде нашел и более общие решения. Укажем на одно из последних, которое Ланде и Маделунг [6] считают наиболее вероятным. Четыре электрона обращаются по четырем кругам, перпендикулярным к четырем осям тройной симметрии куба (диагоналям), при чем так, чтобы координаты их удовлетворяли соотношению, налагаемому требованием тетраэдрической симметрии: если электрон I имеет координаты x, y, z , то координаты других должны быть II: $x, -y, -z$; III: $-x, y, -z$; IV: $-x, -y, z$. Оказывается возможным поместить еще четыре электрона, бегущих за первыми по тем же кругам на расстоянии 75° . Такая система четырех кругов (изображенная в стереографической проекции с одновременными положениями 8 электронов на рис. 6, при чем электроны, расположенные на передней части сферы, обозначены крестиками, а на задней — кружками) действительно обладает кубической симметрией, и Ланде показал, что для

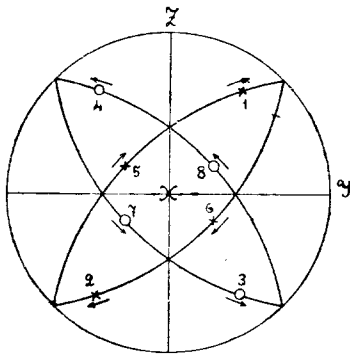


Рис. 6.

нее разложение $\psi_{w_1 w_2}$ также начинается с 9-ой степени расстояния центров. Энергия такой конфигурации, вычисляемая применением

теории квантов к этим круговым движениям, оказывается значительно меньше, чем энергия плоского кольца из восьми электронов, так что она должна обладать большей устойчивостью и более вероятна, чем кольцо Бора-Косселя. Замечательно также, что полный момент количества движения и результирующий магнитный момент равен нулю, что устраняет затруднения, возникавшие в модели Бора из-за очень больших магнитных моментов компланарных колец, не наблюдаемых в действительности.

Для подтверждения развиваемой теории и для получения указаний, в каком направлении она нуждается в дальнейшем усовершенствовании, Борн [7] вычислил некоторые другие величины, характерные для механического поведения кристаллов. Вычисления, весьма сложные, произведены на основании методов, изложенных в его книге «Dynamik der Krystallgitter», а также статьи [8], где метод специализуется для кубической системы. Основные допущения теории еще несколько упрощаются: предполагается, что закон взаимодействия между двумя ионами k и k' , расположенными как угодно относительно друг друга, приводит к потенциальной энергии

$$\phi_{kk'} = \pm \frac{e^2}{r} + \frac{b_{kk'}}{r^n} \dots \dots \dots (30),$$

где — относится к случаю $k \neq k'$, а + к случаю $k = k'$, а значки k и k' могут принимать значения 1 или 2 соответственно двум сортам ионов. Упрощение заключается в том, что $b_{kk'}$ полагается постоянным, что сводит силу взаимодействия ионов к простой центральной силе

$$\phi_{kk'} = \pm \frac{e^2}{r^2} + \frac{nb_{kk'}}{r^{n+1}} \dots \dots \dots (31),$$

зависящей только от расстояния, в то время как она, конечно, зависит в известной мере от ориентации ионов (имеющих определенную конфигурацию не шаровой симметрии) по отношению к линии, соединяющей их центры, и кроме того даже при сделанной в самом начале гипотезе «твердых» ионов, кроме центральной силы должны появиться еще, вследствие пространственного распределения зарядов, моменты вращения. Тем более интересно проследить, насколько такое упрощение может правильно передать наблюдаемые явления. Суммирование выражения (30) по всем ионам решетки дает для потенциальной энергии элементарного куба выражение вида (26)

$$\varphi = -\frac{a}{\delta} + \frac{b}{\delta^n},$$

где изложенным выше методом можно определить n и b ; для вычисления же величин: длины волны остаточных лучей λ (соответствующей частоты колебаний решетки, когда соседние разноименные ионы коле-

блются в противоположных фазах) и модуля упругости c_{11} (в обозначении Фохта), необходимо знать кроме того еще отношение

$$\beta = \frac{b_{11} + b_{22}}{2b_{12}} \dots \dots \dots (32).$$

При показателе $n=9$ значение β не играет большой роли; Борн полагает его равным единице для кристаллов рассматриваемого типа, к которым можно отнести также галоидные соли одновалентного таллия. В следующей таблице указаны наблюдаемые и вычисленные: длина волны остаточных лучей, сжимаемость и модуль c_{11} , а также наблюдаемая величина произведения χc_{11} , которая по этой теории должна получаться для всех кристаллов рассматриваемого типа равной 2,28.

	λ выч.	λ набл.	$10^{12} \chi$ выч.	$10^{12} \chi$ набл.	$10^{-11} c_{11}$ выч.	$10^{-11} c_{11}$ набл.	χc_{11} набл.
<i>Na Cl</i>	60,9	52,0	3,54	4,1	6,44	4,68	1,92
<i>Na Br</i>	77,5	—	4,86	5,1	4,69	—	—
<i>Na J</i>	90,0	—	6,44	6,9	3,54	—	—
<i>K Cl</i>	83,0	63,4	5,53	5,0	4,12	3,68	1,84
<i>K Br</i>	107,0	82,6	6,82	6,2	3,35	—	—
<i>K J</i>	126,1	94,1	8,96	8,6	2,54	—	—
<i>Tl Cl</i>	101,0	91,6	4,85	4,7	4,71	—	—
<i>Tl Br</i>	146,0	117,0	5,53	5,1	4,12	—	—
<i>Tl J</i>	190,0	151,8	7,40	6,7	3,08	—	—

Согласие можно признать вполне удовлетворительным, а остающиеся расхождения приписать неточности основных положений теории.

Весьма характерные результаты в смысле допустимости сделанных упрощений получились при исследовании свойств более сложного кристалла цинковой обманки (*ZnS*), с двумя двухвалентными ионами, расположенными в двух кубических решетках с центрированными гранями, сдвинутых друг относительно друга на $\frac{1}{4}$ диагонали элементарного куба (рис. 7) [9]. Кристалл этот обладает полярными осями и пьезоэлектрическими свойствами. Расположение ионных плоскостей, перпендикулярных к диагонали куба, показано рядом на рис. 7; идя вверх, мы встречаем пары плоскостей, начинающихся всегда с *S*, а в обратном направлении встречаем всегда сначала *Zn*. Теория Борна позволяет вычислить при тех же предположениях, как и в предыдущей работе, пьезоэлектрическую константу e_{14} . Формула (9'') со значением a соответствующим этому типу решетки и зарядом ионов $\pm 2e$

$$a = 61,2e^2$$

дает η весьма близкое к 5, что и понятно вследствие меньшей симметрии этой решетки, обусловленной, очевидно, меньшей симметрией самих ионов. При таком значении показателя величина β (32) приобретает существенное значение, и ее приходится подбирать так, чтобы удовлетворить возможно лучше опытным данным. В следующей таблице выписаны значения для вычисленных величин при значениях β , наиболее подходящих:

β	$e_{11} \cdot 10^{-11}$	λ	$(e_{12}-e_{14}) \cdot 10^{-11}$	$-e_{14} \cdot 10^{-4}$	ηe_{11}
-1,65	9,53	27,5	0.319	6,59	1,345
-1,60	9,88	28,1	0.131	4,27	1,394
-1,55	10,20	28,8	0.028	2,03	1,440
наблюдаемые:	9,43	30,9	1,34	2,28	1,360

И здесь результаты можно считать удовлетворительными; наибольшее расхождение показывают те величины, которые, как видно из таблицы, наиболее чувствительны к малым изменениям механизма. Как раз для пьезоэлектричества можно ожидать наибольшей неточно-

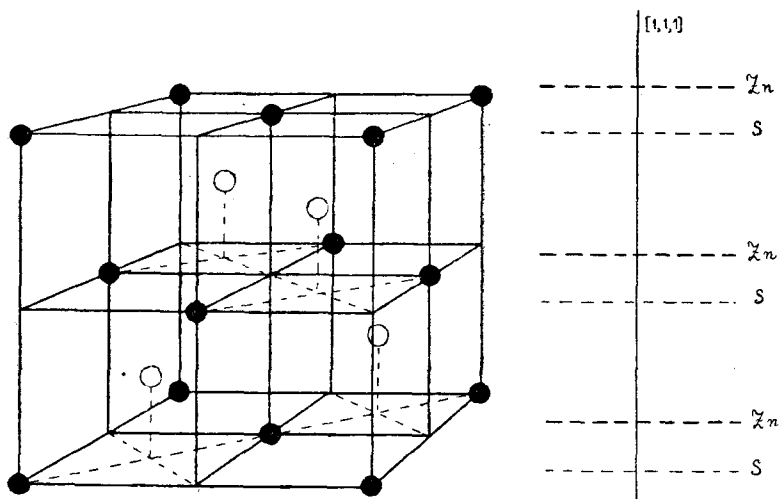


Рис. 7.

сти теории «центральных сил» и даже «твердых» ионов. Получающийся при деформации кристалла электрический момент объясняется неодинаковым сдвигом обеих решеток, т.-е. их относительным перемещением. При близости взаимных расстояний, вследствие взаимодействия ионов при этом должны происходить смещения зарядов в них самих, что должно вызвать дополнительный электрический момент, не учитываемый теорией. Замечательно также, что для β приходится

брать отрицательные значения, что указывает на то, что второй член в (31) для одноименных ионов дает притяжение, а для разноименных — отталкивание. Это можно объяснить только тем, что здесь сказывается зависимость силы от взаимной ориентировки ионов: в силу правильного их расположения может оказаться, что одноименные ионы (по крайней мере ближайшие) как раз расположены в тех направлениях, в которых второй член силы дает притяжение.

Изложенная теория дает выражение для потенциальной энергии решетки ионов, т.-е. для работы, необходимой для того, чтобы все ионы из решетки перевести на бесконечное расстояние друг от друга. Взятая с обратным знаком эта величина дает теплоту образования решетки из свободных ионов. В связи с другими термохимическими данными эта величина может в свою очередь послужить для проверки теории, а с другой стороны термохимические данные могут дать указания на недостатки теории и на путь к их исправлению. Термохимическим применениям теории Борна посвящен ряд работ [10], из которых приводим в заключение настоящего обзора некоторые наиболее непосредственно относящиеся к ней результаты.

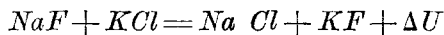
Подставив в выражение (26) коэффициент b из (27), получим для потенциальной энергии в расчете на 4 пары ионов

$$\psi = - \frac{a}{\delta_0} \cdot \frac{n-1}{n} \dots \dots \dots (33).$$

Изменив знак, отнеся эту величину к одной граммолекуле, подставив δ_0 из (1) и переведя умножением на $2,388 \cdot 10^{-11}$ в большие калории, получим теплоту образования граммолекулы твердой соли из свободных ионов:

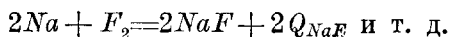
$$U = \frac{a(n-1) N^{\frac{4}{3}} \cdot 2,388 \cdot 10^{-11}}{4 \sqrt[3]{4}} \sqrt[3]{\frac{\rho}{\mu_+ + \mu_-}},$$

где все величины для кристаллов рассматриваемого типа известны; показатель $n=9$ для всех солей, кроме солей лития, ион которого, имея лишь два электрона, не может иметь кубической симметрии, так что для него $n=5$, как и в первоначальной теории. Непосредственно проверить эти числа нельзя, но можно сделать это косвенными путями. Именно, можно вычислить из величин U теплоту ΔU воображаемой реакции, например,



где $\Delta U = U_{NaF} + U_{KCl} - U_{NaCl} - U_{KF}$.

С другой стороны, можно взять из термохимических данных теплоты образования этих солей из элементов, т.-е. из твердого металла и газообразного галоида по уравнению



Теплота той же реакции с этими данными получится, как

$$\Delta Q = Q_{NaF} + Q_{KCl} - Q_{NaCl} - Q_{KF}$$

Сравнение ΔQ и ΔU даст хорошие результаты, но, к сожалению, не очень убедительные, так как вследствие погрешностей в Q величина ΔQ известна с погрешностью, почти равной ее величине. Таблица теоретических значений U и опытных Q (которые, конечно, не должны равняться друг другу) приведена ниже:

	U	Q		U	Q		U	Q		U	Q
<i>Li F</i>	231	—	<i>Li Cl</i>	179	94	<i>Li Br</i>	167	76	<i>Li J</i>	153	54
<i>Na F</i>	220	106	<i>Na Cl</i>	182	98	<i>Na Br</i>	168	82	<i>Na J</i>	158	62
<i>K F</i>	210	118	<i>K Cl</i>	163	105	<i>K Br</i>	155	92	<i>K J</i>	144	73
<i>Rb F</i>	—		<i>Rb Cl</i>	144	106	<i>Rb Br</i>	140	—	<i>Rb J</i>	138	—
<i>Cs F</i>	—		<i>Cs Cl</i>	156	110	<i>Cs Br</i>	150	—	<i>Cs J</i>	141	—

Более убедительную проверку произвел Ф а я н с, заметивший, что теплоты растворения известны гораздо более точно, чем теплоты образования. Растворение по одной граммолекуле *Na F* и *K Cl* один раз, и *Na Cl* и *K F* другой раз в том же количестве воды приводит к тому же самому конечному состоянию—диссоциационному равновесию между четырьмя сортами молекул и их ионами; кроме того, при очень слабых растворах, теплота растворения двух солей одновременно равна сумме теплот растворения каждой в отдельности. Отсюда ясно, что вычисляемое Борном

$$\Delta U = U_{NaF} + U_{KCl} - U_{NaCl} - U_{KF}$$

должно равняться

$$\Delta L = L_{NaF} + L_{KCl} - L_{NaCl} - L_{KF},$$

где L теплоты растворения солей. Для примера приводим таблицу:

Р е а к ц и я	ΔU	ΔL
<i>KCl + Li Br = KBr + Li Cl</i>	+ 4	+ 3,6
<i>KCl + Li J = KJ + Li Cl</i>	+ 7	+ 7,2
<i>KCl + Na Br = KBr + Na Cl</i>	+ 3	+ 2,0
<i>KCl + Na J = KJ + Na Cl</i>	+ 5	+ 3,4

Более замечательно другое косвенное подтверждение, а также получающиеся из следующих соображений результаты. Обозначим скрытую теплоту испарения твердого металлического натрия (получается, как известно одноатомный газ) через D_{Na} ; выраженную в больших калориях на граммоллекулу работу ионизации этого пара—через I_{Na} , и введем соответственные величины для калия. Сумму $D+I$ обозначим через Z . Далее обозначим работу диссоциации молекулы газообразного хлора через D_{Cl} , а работу, которую нужно совершить, чтобы удаленный от атома металла электрон придать нейтральному атому хлора, образовав отрицательный ион, через E_{Cl} ; сумма $D+E$ будет Z с соответствующим элементом значком. Тогда теплота образования $NaCl$ и KCl из элементов получится равной

$$\begin{aligned} Q_{NaCl} &= -Z_{Na} - Z_{Cl} + U_{NaCl} \\ Q_{KCl} &= -Z_K - Z_{Cl} + U_{KCl} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (34).$$

Взяв разность, получим

$$\Delta Z_{Na,K} = Z_K - Z_{Na} = (Q_{NaCl} - Q_{KCl}) - (U_{NaCl} - U_{KCl}).$$

Справа стоят величины, явно зависящие от аниона Cl , величина же слева от аниона зависеть не должна; приводим табличку, показывающую, что комбинация опытных Q с теоретическим U на самом деле удовлетворяет этому требованию:

ΔZ	F	Cl	Br	J	Среднее
$Li K$	—	+ 28	+ 28	+ 28	+ 28
$Na K$	+ 22	+ 27	+ 23	+ 25	+ 24

Очевидно, ΔZ равно $\Delta D + \Delta I$. Оказывается, что D для щелочных металлов весьма близки друг другу, но известны не особенно точно, в то время как для работ ионизации мы имеем точные числа из оптических данных о сериях спектральных линий: число колебаний ν предела серии линий поглощения связано с работой ионизации атома в нормальном состоянии квантовым соотношением $I = h\nu$. Так как ΔD равно немногим калориям, то сопоставление данных:

	ΔI	ΔZ
$Li K$	+ 24	+ 28
$Na K$	+ 18	+ 24
$Rb K$	— 4	— 19
$Cs K$	— 10	— 11

показывает, что в общих чертах совпадение теории с опытом имеет место.

В применении к галоидам (34) дает возможность по величинам Q , U , $Z_{\text{металл}}$ определить $Z_{\text{галоид}}$, откуда по известной работе диссоциации молекулы галоида можно найти величину E . Следующая табличка, взятая из статьи Фаянса, иллюстрирует весь расчет: слева написаны уравнения реакций с галоидом X (Cl , Br , J) и металлом калием; прямые скобки, как обычно, в термохимии обозначают твердое, круглые—газообразное состояние, символ Θ —электрон, а числа, стоящие справа,—теплоты реакции (выделяющаяся теплота положительна), из которых первая строка следует из теории Борна, следующие—из опыта, а последняя—следствие всех предыдущих,—показывает, что присоединение электрона к нейтральному атому галоида происходит с отдачей тепла и что E отрицательно. Галоиды имеют «средство» к электрону, как это было уже давно замечено и совершенно естественно следует из соображений, изложенных в начале настоящей статьи о стремлении к образованию устойчивых конфигураций внешних электронов.

	<i>Cl</i>	<i>Br</i>	<i>J</i>
$[KX] = \overset{+}{(K)} + \overset{-}{(X)}$	— 163	— 155	— 144
$[K] + \frac{1}{2}(X) = [KX]$	+ 106	+ 99	+ 87
$(X) = \frac{1}{2}(X_2)$	+ 53	+ 23	+ 18
$(K) = [K]$	+ 21	+ 21	+ 21
$\overset{+}{(K)} + \Theta = (K)$	+ 99	+ 99	+ 99
$(X) + \Theta = \overset{-}{(X)}$	+ 116	+ 87	+ 81

Вычисляя по этой же схеме с другими катионами, получаем удовлетворительно согласующиеся между собой числа. Из дальнейшей литературы по разработке следствий из положенной теории Борна, укажем на более детальное развитие теории в работе Фаянса и Герцфельда, в которой рассматривается вопрос об объемах ионов. Теория кубических ионов, как было показано выше, дает существенный для всех выкладок показатель 9 только при равенстве радиусов ионов, что наверно не имеет места; Фаянс и Герцфельд показали, что гораздо более детального совпадения с опытом можно достичь, принимая во

внимание все первые члены разложения для $\psi_{k_2 w_1} + \psi_{k_1 w_2}$ формул (29). Из сравнения опытных данных с результатами теории оказывается возможным получить радиусы ионов и значительно исправить согласие вычисленных и наблюдаемых упругих и термодимических величин.

Успех теории Борна несомненно показывает, что объяснение междучастичных сил электрическими взаимодействиями частиц вполне возможно и обещает хорошие результаты.

- [1] *W. Kossel*, Ann. d. Phys. **49**, 229, 1916.
- [2] *M. Born* und *A. Landé*, Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. 1918, p. 1048; Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 202, 1918. *M. Born*, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 224, 1918.
- [3] *E. Madelung*, Phys. Zeitschr. **19**, 524, 1918.
- [4] *M. Born* und *A. Landé*, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 210, 1918; *M. Born*, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 230, 1918.
- [5] *A. Landé*, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 2, 644, 653, 1919 Ztschr. f. Phys. **2**, 83, 380, 1920.
- [6] *E. Madelung* und *A. Landé*, Zeitschr. f. Phys. **2**, 230, 1920.
- [7] *M. Born*, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 533, 1919.
- [8] *M. Born*, Phys. ZS. **19**, 539, 1918.
- [9] *M. Born* und *E. Bormann*, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 733, 1919.
- [10] *M. Born*, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 13, 619.
K. Fajans, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 539, 549, 709, 714, 723, 1919.
F. Haber, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 150, 1919.
M. Born und *E. Bormann*, Zeitschr. f. Phys. **1**, 250, 1920.
K. Fajans und *H. Grimm*, Zeitschr. f. Phys. **2**, 299, 1920.
K. Fajans und *K. F. Herzfeld*, Zeitschr. f. Phys. **2**, 309, 1920.

Опытное подтверждение формул Лорентца — Эйнштейна.

С. Э. Фриш.

Как классическая электродинамика, так и принцип относительности приводят к зависимости массы электрона от его скорости. В обоих случаях

$$m_v = m_0 \varphi(\beta),$$

где m_0 — масса электрона при скорости v , m_0 — масса при бесконечно малой скорости и $\beta = \frac{v}{c}$, где c — скорость света. Однако, вид функции φ в обоих случаях будет различен.

В 1903 году Abraham¹⁾, полагая, что электрон представляет несжимаемую сферу с постоянной плотностью заряда и пользуясь основными положениями электродинамики, определил вид функции φ ²⁾. Нужно различать две массы: массу продольную, или кинетическую m_t , и массу поперечную m_n , сказывающуюся при силе, действующей нормально к траектории. Abraham получил:

$$m_n = m_0 \frac{3}{4\beta^2} \left[\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right] \dots \dots \dots (1a)$$

$$m_t = m_0 \frac{3}{4\beta^2} \left[\frac{2}{1 - \beta^2} - \frac{1}{\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right] \dots \dots \dots (1b)$$

Lorentz³⁾, желая объяснить отрицательный результат опытов Michelson'a и Morley'a, предположил, что электрон сплющивается во время движения. Радиус R , имеющий направление движения, превращается в $R\sqrt{1 - \beta^2}$, в то время как радиус, перпендикулярный к направлению движения, сохраняет свою величину. В этом случае зависимость массы от скорости получается следующая:

$$m_n = m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (2a)$$

$$m_t = m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (2b)$$

¹⁾ Abraham, Ann. d Phys. 10, p. 105, 1903.
²⁾ Значение m_0 зависит от того, считаем ли мы электрон за сферу с объемным или поверхностным зарядом, но вид функции $\varphi(\beta)$ не зависит от этого.
³⁾ Lorentz, Proceedings Acad. Sc. Amsterdam, 6.

Принцип относительности Einstein'a¹⁾ приводит к такой же зависимости массы от скорости, как и теория Lorentz'a.

Решить вопрос, которая из формул соответствует действительности, предстоит опыту. Отклоняя пучок электронов один раз в электрическом, а другой раз в магнитном поле, можно определить скорость электронов v и отношение заряда к массе $\frac{e}{m}$. Полагая заряд электрона e величиной постоянной, можно найти массу, соответствующую данной скорости.

Так как на опыте мы имеем дело с отклонением электронов, а не с изменением их скорости, то в формулы входит поперечная масса. Таким образом опытной проверке подлежат теоретические формулы (1a) и (2a). Разлагая эти формулы в ряд, получим:

$$m_n = m_0 \left\{ 1 + \frac{6}{3.5} \beta^2 + \frac{9}{5.7} \beta^4 + \dots \right\} \dots \dots (1c)$$

$$m_n = m_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \beta^2 + \frac{3}{8} \beta^4 + \dots \right\} \dots \dots (2c)$$

Формулы различаются только на члены с β^2 и высших порядков, откуда вытекает трудность экспериментально проверить, которая из них верна.

В виду важности вопроса было предпринято большое количество экспериментальных работ. Часть авторов работала с β -лучами радия, выгодными благодаря их большой скорости, часть — с катодными лучами.

Kauffmann²⁾ с 1902 по 1906 год произвел большую работу с β лучами радия. Он отклонял пучок лучей одновременно в электрическом и магнитном поле в двух перпендикулярных направлениях. После отклонения пучок падал на фотографическую пластинку. Благодаря наличию в пучке электронов различной скорости на пластинке получалась сплошная кривая. Меняя направление электрического поля, Kauffmann получал вторую кривую, симметричную с первой. Координаты этих кривых измерялись под микроскопом. Зная эти координаты и интенсивности отклоняющих полей, можно определить зависимость массы от скорости. Полученные результаты подтверждали теорию Abraham'a и не совпадали с требованиями теории Lorentz'a-Einstein'a. Работа Kauffmann'a подверглась тщательному разбору со стороны Plank'a, Stark'a и Heil'a. Heil³⁾ показал, что благодаря ошибке в 4% в определении напряжения электрического поля, результаты не могут считаться подтверждающими теорию Abraham'a.

¹⁾ Einstein, Ann. d Phys. 17, p. 891, 1905.

²⁾ Kauffmann, Ann. d Phys. 19, p. 497, 1906.

³⁾ Heil, Dissertation. Berlin. 1909.

В 1908 году Bucherer ¹⁾ предпринял новую работу с β -лучами, пользуясь другим методом. Сперва пучок β -лучей поступал в область, где на него действовали одновременно электрическое и магнитное поле, направленные так и имеющие такую интенсивность, что они компенсировали друг друга; здесь пучок сохранял свое прямолинейное направление. Далее он подвергался действию одного магнитного поля, под влиянием которого описывал часть окружности и, наконец, попадал на фотографическую пластинку. Измеряя отклонение и зная поля, можно было определить β и по теоретическим формулам вычислить соответствующие ему $\frac{e}{m_0}$. Верна будет та формула, которая даст для $\frac{e}{m_0}$ постоянное значение. Bucherer нашел, что его работа подтверждает формулы Lorentz'a-Einstein'a.

Bestelmeyer ²⁾ подверг работу Bucherer'a критике. Neumann ³⁾ повторил работу по методу Bucherer'a и получил еще лучшее согласие с теорией Lorentz'a-Einstein'a.

Следующие работы были предприняты с катодными лучами. В 1910 году Proctor ⁴⁾ отклонял пучок катодных лучей большой скорости в электрическом и магнитном полях. Он получил для области от $\beta=0,12$ до $\beta=0,43$ результаты, совпадающие с теорией Abraham'a.

В том же году Нурка ⁵⁾ произвел новую работу с катодными лучами. Он определял скорость электронов, измеряя разрядный потенциал, а отклоняя пучок в известном магнитном поле находил $\frac{e}{m}$. Нурка получил совпадение с формулой Lorentz'a-Einstein'a, но его работа подверглась серьезной критике со стороны Heil'a.

Таким образом приведенные выше работы дали весьма противоречивые результаты. Дело объясняется большой трудностью измерений. Как легко получить отклонение электрона в электрическом поле будет

$$x = A \frac{e}{m} \frac{1}{v^2} V \dots \dots \dots (3)$$

и в магнитном поле:

$$y = B \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} \cdot J \dots \dots \dots (4)$$

здесь V —разность потенциалов на пластинах конденсатора, создающего электрическое поле, J — сила тока в соленоиде, вызывающего магнит-

¹⁾ Bucherer, Phys. Zeitschr. 9, p. 755, 1908. Ver. d. D. Phys. Ges. 10, p. 698, 1908. Ann. d. Phys. 28, p. 513, 1909.

²⁾ Bestelmeyer, Ann. d. Phys. 30, p. p. 166, 974, 1909.

³⁾ Neumann, Ann. d. Phys. 45, p. 529, 1914.

⁴⁾ Proctor, Phys. Rev. 30, p. 53, 1910.

⁵⁾ Нурка, Ann. d. Phys. 31, p. 169, 1910.

ное поле (полагаем, что магнитное поле создается не электромагнитом, а соленоидом без сердечника). A и B выразятся формулами:

$$A = \int_0^{l_0} dl \int_0^l F_1 dl ; B = \int_0^{l_0} dl \int_0^l H_1 dl \quad \dots \dots \dots (5),$$

где F_1 и H_1 —значение электрического и магнитного полей при $V=1$ и $J=1$. В виду не полной однородности полей, A и B будут различны для различных траекторий, они будут зависеть от отклонения пучка. В невозможности точно определить A и B и кроется главная ошибка всех наблюдателей.

Чтобы избежать ошибки, кроющейся в непостоянстве A и B , Guye и Ratnowsky ¹⁾ предприняли работу, в которой они довели каждый раз отклонение пучка до одной и той же величины. Таким образом электроны всегда двигались по одним и тем же траекториям и A и B оставались постоянными. Работа подтвердила формулу Lorentz'a-Einstein'a.

Считая, что для решения такого важного вопроса, как зависимость массы от скорости, недостаточно одной единственной работы, проведенной по правильному методу, Guye совместно с Lavanсhy повторили работу с особенной тщательностью. Описанию этой работы ²⁾ и посвящен настоящий реферат.

Guye и Lavanсhy называют свой метод методом «совпадающих траекторий». Как уже указано, он заключается в том, что отклонение пучка электронов каждый раз доводится до одной и той же величины. Для того, чтобы электроны двигались в магнитном поле по одной и той же траектории, достаточно:

$$\frac{J}{mv} = \frac{J'}{m'v'} \quad \dots \dots \dots (6),$$

где m и m' —массы электронов скорости v и v' , J и J' сила токов в соленоидах, вызывающих магнитное поле. В магнитном поле сила нормальна к траектории, поэтому электроны, за все время движения в магнитном поле, не испытывают тангенциального ускорения и их скорость v и масса m остаются неизменными. В электрическом поле сила не все время нормальна к траектории, но подсчет показывает, что изменение скорости v много меньше ошибки наблюдения, так что им можно пренебречь. Тогда условие, чтобы электроны двигались в электрическом поле по одному и тому же пути, будет:

$$\frac{V}{mv^2} = \frac{V'}{m'v'^2} \quad \dots \dots \dots (7),$$

¹⁾ Guye et Ratnowsky, C. R. 150, p. 326, 1910; Arch. des Sc. Phys. et Nat. 31, p. 293, 1911.

²⁾ Ch. E. Guye et Lavanсhy, Vérification expérimentale de la formule de Lorentz-Einstein par les rayons cathodiques de grande vitesse. Arch. des Sc. Phys et Nat. XLII, pp. 287, 353, 441; 1916.

где V и V' — напряжения на пластинах конденсатора. Из формул (6) и (7) получаем:

$$\frac{v}{v'} = \frac{JV'}{J'V} \dots \dots \dots (8)$$

$$\frac{m}{m'} = \frac{VJ^2}{V'J'^2} \dots \dots \dots (9)$$

Отношения $\frac{m}{m'}$ и $\frac{v}{v'}$ получаются, таким образом, сравнением относительных значений двух сил токов и двух разностей потенциалов. Для сравнения результатов с теорией нужно знать абсолютное значение только одной скорости v — «скорости сравнения» и соответствующее ей $\frac{m}{m_0}$. Определение «скорости сравнения» облегчается тем, что эта скорость может быть взята небольшой. Метод определения «скорости сравнения» будет указан ниже. Отношение $\frac{m}{m_0}$, соответствующее «скорости сравнения», вычисляется по теоретическим формулам.

Недостатком метода является то, что необходимость точно доводить отклонение каждый раз до одного и того же значения не позволяет делать быстро следующих один за другим наблюдений. Последнее необходимо при электронах большой скорости в виду непостоянства режима разрядной трубки. Для уничтожения этого недостатка был введен фотографический метод наблюдения и отклонение приводилось каждый раз не точно, а приблизительно к прежнему значению. Особо предпринятые опыты показали, что для близких траекторий интегральные действия полей A и B меняются мало, так что их можно принять за равные. Предположим, что мы имеем для электронов скорости v электрическое отклонение x_0 и магнитное y_0 , а для электронов скорости v' — отклонения x_n и y_n , тогда

$$x_0 = A_0 \frac{e}{m} \frac{V}{v^2}; \quad x_n = A_n \frac{e}{m'} \frac{V'}{v'^2}$$

$$y_0 = B_0 \frac{e}{m} \frac{J}{v}; \quad y_n = B_n \frac{e}{m'} \frac{J'}{v'}$$

откуда:

$$\frac{v'}{v} = \frac{K J V' x_0 y_n}{L V y' y_0 x_n}$$

$$\frac{m'}{m} = \frac{L^2 V J'^2 y_0^2 x_n}{K J^2 V' x_0 y_n^2}$$

где $K = \frac{A_0}{A}$; $L = \frac{B_0}{B_n}$; полагая $A_0 = A$, $B_0 = B_n$, получим:

$$\frac{v'}{v} = \frac{J V'}{J' V} \frac{x_0 y_n}{y_0 x_n} \dots \dots \dots (10)$$

$$\frac{m'}{m} = \frac{V J'^2}{V' J^2} \frac{y^2 x'}{x y^2} \dots \dots \dots (11)$$

При $x_0 = x_n$, $y_0 = y_n$ получаем прежние формулы (8) и (9).

Вводя величины $\beta = \frac{v}{c}$ и $\frac{m}{m_0}$, можем формулы (10) и (11) переписать:

$$\beta' = \left[\beta \frac{Jx}{Vy} \right] \frac{V'y'}{J'x'} \dots \dots \dots (10a)$$

$$\frac{m'}{m_0} = \left[\frac{m}{m_0} \frac{Vy^2}{J^2x} \right] \frac{J'^2x'}{V'y'^2} \dots \dots \dots (11a)$$

Здесь штрихованные величины относятся к данному пучку электронов, а нештрихованные к медленному «пучку сравнения». Нештрихованные величины определяются один раз. Преимущества метода сказываются в окончательных формулах (10a) и (11a), из которых видно, что абсолютное значение β' и $\frac{m'}{m_0}$ зависит только от одного абсолютного значения — «скорости сравнения» β медленного пучка. Все экспериментальные величины $J, J', V, V', x, x', y, y'$ входят в формулы так, что β' и $\frac{m'}{m_0}$ зависят только от их отношений. Так как J, J' и V, V' измеряются все время одним и тем же прибором, а x, x' и y, y' одной и той же линейкой, то систематические ошибки должны быть весьма малы. Случайные ошибки уничтожаются большим числом наблюдений.

Катодная трубка и общая схема установки изображены на чертеже 1. Источником тока служила машина Wimshurst'a M в 8 пластинок, приводимая в движение электро-мотором. Машина давала достаточное напряжение, чтобы получить электроны скорости $\frac{1}{2}$ с. Катодный пучек получался весьма однородный. Напряжение регулировалось числом метелочек B и расстоянием между ними. Для получения устойчивого разряда для каждого напряжения приходилось подбирать наиболее подходящий вакуум. Разрежение производилось насосом Гедэ. Когда вакуум был подобран, кран закрывался.

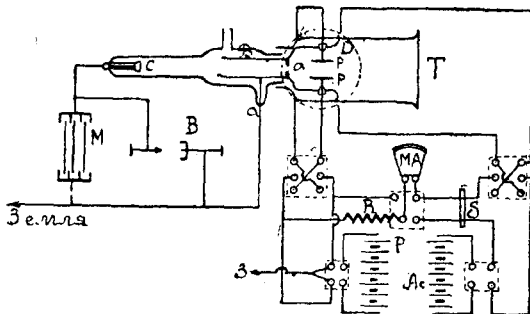


Рис. 1.

Общая длина катодной трубки была около 80 см.; диаметр—3 см. около катода и 8 см.—в конце. Для удобства разбора и чистки, трубка состояла из двух частей, соединенных сургучем. Катод сделан из алюминия. Анод — латунный цилиндр, соединяемый с землей. Диафрагма a —с круглым отверстием 0,2 мм. У анодной трубки имелось расширение, поддерживающее конденсатор. Часть трубки между анодом и экраном окле-

вающе конденсатор. Часть трубки между анодом и экраном окле-

ена станиолом, соединенным с землей. Благодаря этому катодный пучок попадал в фарадеев цилиндр, состоящий из трубок *B* и *D* и станиоловой оклейки и этим предохранялся от действия внешнего электрического поля. Конец трубки был закрыт экраном с флюоресцирующим веществом. Земное магнитное поле ослаблялось железной рамой, кроме того трубка была поставлена по магнитному меридиану, так что земное поле отклоняло пучок в горизонтальном направлении в то время, как измерялось вертикальное отклонение. Как известно, существует зависимость между расстоянием катод—анод и вакуумом, необходимым для получения электронов максимальной скорости. Работа производилась с трубками различных размеров, что позволяло легко получить быстрые электроны. Отклоняющее электрическое поле создавалось конденсатором из двух латунных пластинок *pp*, размерами 2,4 см. \times 5 см. Пластинки не плоские, но изогнуты так, что форма эквипотенциальных поверхностей близка к форме траектории. Кроме того это имело практическое преимущество:—можно было получать сильное отклонение пучка, не заставляя его проходить слишком близко от краев конденсатора. Потенциал создавался батареей *P* сухих элементов, употребляемых в карманных фонарях, всего 250 батареек по 3 элемента каждая; напряжение 1000 вольт. Середина батареи была заземлена, благодаря чему заряд конденсатора был симметричен. Коммутатор позволял менять направление поля. Магнитное поле создавалось катушками, питаемыми током от батареи аккумуляторов *Ac*. Катушки вызывали отклонение пучка в вертикальном направлении, т.-е. в том же, что и электрическое поле.

V и *J* измерялись миллиамперметром *MA* Simens'a и Halske. Включая сопротивление, его можно было употреблять как вольтметр, для измерения *V*; включая шунт *S*, -- как амперметр для измерения *J*. Шкала была тщательно проверена. *V* и *J* можно было измерять с точностью до $\frac{1}{4}$ %.

Светлое пятнышко на экране фотографировалось камерой *A*. На краях экрана были нанесены черные крестики. Перед и после экспозиции, части экрана, где были нанесены крестики, освещались электрической лампой. На негативе получались две черные полосы с белыми крестиками. Они служили масштабом для промеров и указывали, что за время экспозиции не было смещения.

Отклонение в электрическом и магнитном поле оба вертикальны. Их можно различить, делая их только неравными. Отклонение в магнитном поле всегда бралось более сильным. Каждое наблюдение состояло из двух двойных отклонений — магнитного, один раз вверх, другой раз вниз, и таких же двух отклонений в электрическом поле. Кроме того фотографировался неотклоненный пучок. Таким образом на фотографической пластинке получалось пять точек, расположенных на одной вертикали. Средняя соответствовала неотклоненному пучку; две крайние — двум магнитным отклонениям, две средние — двум электрическим.

На каждой пластинке таких снимков делалось несколько (10—18). Вся серия снимков на одной пластинке производилась при одной и той же скорости вращения статической машины и одним и тем же вакууме, таким образом скорость электронов была одна и та же. J и V все время оставались неизменными и их величины измерялись в начале и в конце фотографирования. На негативах с помощью линейки, градуированной до 0,1 мм., измерялось двойное электрическое и магнитное отклонение. Точность измерений $\frac{1}{300}$. Каждое измерение бралось, как среднее из 10.

Абсолютное определение «скорости сравнения» v представляло большие трудности. Казалось бы, что проще всего определить v из известного соотношения:

$$Ue = \frac{1}{2} m_t \cdot v^2 \quad \dots \dots \dots (12),$$

где U —потенциал разряда. Однако, соображения практического характера заставили принять другой способ. Формула (12) в соединении с (3) дает:

$$v = \sqrt{\frac{A e m_o}{x m_t m} V} \quad \dots \dots \dots (13)$$

$$A = 2 \frac{U m}{V m_t} x \quad \dots \dots \dots (14).$$

По этим формулам и было определено v . Этот метод представляет следующие преимущества: первоначально определяется A , при этом все внимание можно обратить на точное определение U и V и не заботиться о том, чтобы скорость электронов v за все время наблюдений оставалась строго постоянной. Затем уже определяется сама «скорость сравнения» v и соответствующие ей x, y, V и J , которые также входят в окончательные формулы (10а) и (11а). При этом уже не требуется определять разрядный потенциал U .

Разрядный потенциал U был близок к 14000 в. Он измерялся обычным электрометром, который тщательно градуировался (и для тех же самых вольт) по абсолютному. Ошибка наблюдения по электрометру $\frac{1}{150}$; ошибка сравнения с абсолютным $\frac{1}{200}$. В виду того, что разрядный потенциал U измерялся только один раз и был сравнительно не высоким, его можно было определить с достаточной точностью.

$\frac{m}{m_t}$ и $\frac{m_o}{m}$ определялись по теоретическим формулам. Сперва они полагались равными 1 и определялось v ; для вычисленного v находились $\frac{m}{m_t}$ и $\frac{m_o}{m}$ и снова определялась скорость и т. д. Практически второе приближение всегда совпадало с третьим.

Для $\frac{e}{m_o}$ бралось значение, найденное другими наблюдателями, а именно $1,77 \cdot 10^7$.

Скорость сравнения v получалась, как среднее из 200 измерений. Для теории Lorentz'a-Einstein'a она равнялась:

$$\beta = 0,2279$$

и для теории Abraham'a:

$$\beta = 0,2286.$$

Всего Guye и Lavanчу получили 150 негативов, на которых было около 2000 двойных отклонений. Все данные наблюдений и вычисления опубликованы в Mémoires de la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève. Результаты собраны в большие таблицы, отдельно для теории Lorentz'a-Einstein'a и отдельно для теории Abraham'a. Наконец, Guye и Lavanчу дают окончательную таблицу, которую мы здесь и приводим:

Теория Lorentz—Einstein'a.				Теория Abraham'a.			
β	$\frac{m'}{m_0}$ набл.	$\frac{m'}{m_0}$ вычисл.	Δ	β	$\frac{m'}{m_0}$ набл.	$\frac{m'}{m_0}$ вычисл.	Δ
(0,2279)	—	(1,027)	—	(0,2286)	—	(1,021)	—
0,2581	1,041	1,035	+ 0,006	0,2588	1,035	1,027	+ 0,008
0,2808	1,042	1,042	\pm 0,000	0,2816	1,036	1,033	+ 0,003
0,3029	1,046	1,049	- 0,003	0,3038	1,040	1,039	+ 0,001
0,3098	1,048	1,052	- 0,004	0,3107	1,042	1,040	+ 0,002
0,3159	1,054	1,054	\pm 0,000	0,3168	1,048	1,042	+ 0,006
0,3251	1,059	1,058	+ 0,001	0,3260	1,053	1,045	+ 0,008
0,3302	1,063	1,060	+ 0,003	0,3311	1,057	1,047	+ 0,010
0,3356	1,060	1,062	- 0,002	0,3365	1,054	1,049	+ 0,005
0,3433	1,066	1,065	+ 0,001	0,3443	1,060	1,051	+ 0,009
0,3462	1,065	1,066	- 0,001	0,3472	1,059	1,053	+ 0,006
0,3551	1,070	1,069	+ 0,001	0,3561	1,064	1,055	+ 0,009
0,3630	1,067	1,073	- 0,006	0,3640	1,061	1,058	+ 0,003
0,3813	1,079	1,082	- 0,003	0,3824	1,072	1,065	+ 0,007
0,3894	1,085	1,086	- 0,001	0,3905	1,078	1,069	+ 0,009
0,3972	1,091	1,090	+ 0,001	0,3985	1,084	1,072	+ 0,012
0,4044	1,096	1,094	+ 0,002	0,4055	1,089	1,074	+ 0,015
0,4097	1,101	1,096	+ 0,005	0,4108	1,094	1,077	+ 0,017
0,4147	1,100	1,099	+ 0,001	0,4159	1,093	1,079	+ 0,014
0,4186	1,100	1,101	- 0,001	0,4198	1,093	1,080	+ 0,013
0,4270	1,110	1,106	+ 0,004	0,4282	1,103	1,084	+ 0,019
0,4382	1,114	1,112	+ 0,002	0,4394	1,107	1,089	+ 0,018
0,4468	1,120	1,117	+ 0,003	0,4481	1,113	1,093	+ 0,020
0,4591	1,122	1,126	- 0,004	0,4604	1,115	1,099	+ 0,016
0,4714	1,137	1,134	+ 0,003	0,4727	1,130	1,105	+ 0,025
0,4829	1,139	1,142	- 0,003	0,4842	1,132	1,111	+ 0,021

Те же результаты графически даны на чертеже 2. Сплошная кривая $L-E$ есть теоретическая кривая Lorentz'a-Einstein'a; кривая A — кривая Abraham'a.

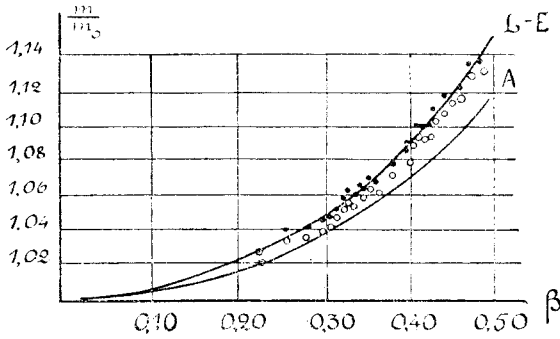


Рис. 2.

Точками изображены опытные данные, вычисленные по теории Lorentz'a-Einstein'a; кружками — по теории Abraham'a. Соответственно через значки \odot и \circ обозначены лучи сравнения для обеих теорий.

Из рассмотрения таблицы и кривых с несомненностью следует, что опыт подтверждает теорию Lorentz'a-

Einstein'a. Отступления от теоретической кривой чрезвычайно малы и имеют разный знак. Среднее отступление $\Delta = +0,0002$, т.е. практически равно нулю. Отступления от кривой Abraham'a систематичны: вычисленные значения всегда меньше наблюдаемых. Среднее отступление $\Delta = +0,0112$, т.е. много больше ошибки наблюдения.

Работа Guye и Lavanchy проведена так тщательно и совпадение с теорией такое поразительное, что в настоящее время справедливость формулы Lorentz'a-Einstein'a можно считать экспериментально доказанной.

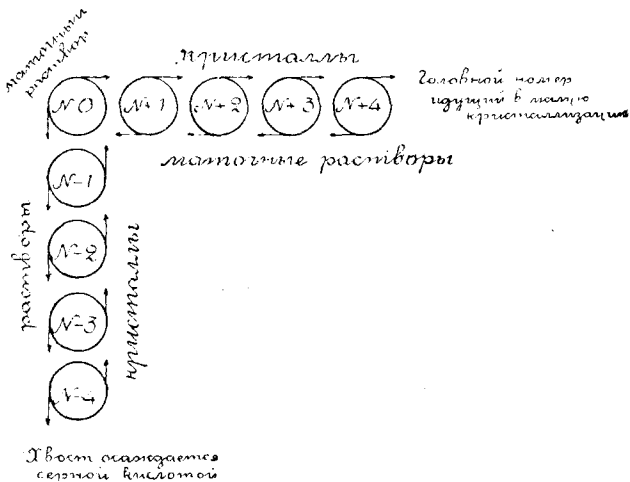
Получение радиевых солей в России.

Виталий Хлопин.

Вопрос о получении радиевых солей в России стал на очередь довольно давно, в 1908—1909 году, когда началась эксплуатация открытого инженером Антуровичем уран-ванадиевого месторождения Ферганской области в Туркестане, близ перевала Тюя-Муюн в 30-ти верстах от г. Скобелева. Месторождение это находилось в руках частного Общества, на заводе которого в Петрограде добываемая руда перерабатывалась на уран, ванадий и медь; заключающийся в ней радий накапливался в весьма ценных нерастворимых остатках от производства. В виду высокой ценности радия, Обществом были предприняты лабораторные опыты по изысканию подходящего метода извлечения этого элемента из накапливаемых остатков от производства, однако своеобразный химический состав этих остатков, главным образом, необычайно высокое содержание в нем кремнезема (от 50—60%), явился неожиданным и весьма серьезным препятствием, и все работы Общества в этом направлении оказались неудачными. Отказавшись от мысли самостоятельно разрешить вопрос о добыче радия из ферганской руды, Общество обратилось к иностранным авторитетам в области радиоактивности с просьбой поставить им переработку имевшихся у них остатков и руды на радий. Имеются сведения о том, что с этой просьбой оно обращалось к м-ме Кюри в Париж, и что эта последняя рекомендовала в качестве специалиста, могущего разрешить этот вопрос, одного из своих наиболее талантливых учеников и сотрудников, ныне покойного Данича. После ряда опытов, результаты которых остались неизвестными, Данич взялся поставить производство, однако, поставленные им условия не были приняты Обществом и дело расстроилось. Позднее Общество попыталось заинтересовать этим делом специалистов в Германии, среди которых особенно профессор Гейдельбергского университета Эблер подробно изучал радиоактивные остатки Ферганского Общества в химико-техническом отношении. Он признал негодными для их обработки известные методы извлечения радия и предложил со своей стороны новый, весьма изящный способ обработки богатых кремнеземами радиоактивных руд. С осени 1914 г. было предположено организовать извлечение радия из остатков от производства

Ферганского Общества в Германии на средства Международного Акц. О-ва, в которое Ферганское Общество вошло лишь в качестве одного из пайщиков. Вспыхнувшая в июле 1914 года война застала радиоактивные остатки накануне их вывоза из Петрограда в Германию и таким образом вновь расстроилось это дело. Интерес к этому вопросу возник опять в 1917 году, когда в связи с потребностями военного ведомства в радию и после предварительных лабораторных опытов над одним из сортов радиоактивных остатков, произведенных Л. Н. Богоявленским с одной стороны и В. Г. Хлопиным—с другой,—опытов, делавших возможность извлечения из них радия весьма вероятной, организация специального радиевого завода, под непосредственным контролем и руководством Академии Наук, была признана необходимой на съезде по технической обороне государства в октябре 1917 года. Октябрьский переворот вновь снял этот вопрос с очереди, и лишь весной 1918 года Отдел Химической Промышленности В.С.Н.Х. обратился в Академию Наук с просьбой взять на себя дело организации радиевого завода. На состоявшемся в марте 1918 года заседании в Комиссии по изучению естественных производительных сил России при Академии Наук (КЕПС) вопрос этот был разрешен в положительном смысле, и в июле 1918 года была избрана специальная Комиссия, Технический Совет или позднее Коллегия по организации радиевого завода при Академии Наук, возложившая все дело организации радиевого завода и руководство работами в этом направлении на В. Г. Хлопина. В качестве заведующего заводом был приглашен специалист по этому вопросу Л. Н. Богоявленский. Все находившиеся в Петрограде радиоактивные остатки были эвакуированы из Петрограда в глубь страны сначала на Березниковский содовый завод в Усолье, Пермской губернии, а затем, после, того, как район этот был очищен Колчаком в мае 1920 года, были переведены оттуда уже новым заведующим заводом И. Я. Башиловым на Бондюжский химический завод Химоснова, где лишь с осени 1920 года можно было приступить к организации в первую очередь временной опытной заводской установки для извлечения радия. Предварительные пробные варки были проведены мною еще в августе—сентябре 1920 года и дали весьма хорошие результаты, позволившие в июле 1921 года пустить установку в ход. К первому декабря 1921 года вопрос о возможности добычи радия из остатков Ферганского Общества был, наконец, разрешен окончательно и мною был запаян первый высокой активности препарат радия. Всего до 15-го декабря было получено таким образом около 10 миллиграммов радия в виде бромистой соли в форме высокоактивных препаратов с содержанием радия, примерно, от 1—3%, около 8 миллиграмм в форме более бедных хлоридов и, наконец, еще около 29 миллиграмм металла радия в форме полуфабриката, т.-е. карбонатов бария-радия. Общее количество радия, извлеченное пока, определяется таким образом, примерно, в 45 миллиграммов металла, из которых пока в

форме более или менее богатых препаратов, доставляемых мною в Петроград в Академию Наук добыто около 13 миллиграммов при расчете на металл. В заключение позволю себе остановиться вкратце на некоторых особенностях методики, которую пришлось применить для извлечения радия из нашего сырья, при чем коснусь лишь той ее части, которая, как мне кажется, имеет специальный интерес и для физиков. Общеизвестно, что единственным пока способом для получения богатых радиевых препаратов как в техническом, так и в лабораторном масштабе, является дробная кристаллизация сначала хлористых, а затем, когда количество вещества становится небольшим, бромистых солей бария-радия, при чем происходит постепенное обогащение радием в более трудно растворимой части кристаллов. Не приводя здесь общеизвестной и классической схемы дробной кристаллизации Кюри, я укажу лишь на тот упрощенный вариант, который применяется последнее время в технике в том его виде, как он был применяем и у нас на заводе (см. чертеж).



По такой же схеме происходит малая кристаллизация как хлоридов, так и бромидов, варьируется лишь число чашек. Дробная кристаллизация может производиться или в нейтральном или в кислом растворе, при чем в случае нечистоты хлористых соединений бария-радия более желательна кристаллизация в кислой среде. Коэффициент обогащения от чашки к чашке, как это было найдено для хлоридов Кюри, а для бромидов Гизелем в лучшем случае, если иметь дело с чистыми препаратами бария-радия, будет для хлоридов 2, а для бромидов 4. Обычно же в технике, где хлориды вначале далеко не чисты, коэффициент обогащения для хлоридов, по данным Американского Государственного Радиевого Института, колеблется от 1,5 до 1,6, а для бромидов равен 2—2,2. Особенно вредно на ходе дробной кристаллизации сказывается присутствие в качестве примеси свинца. Предвидя, что с постановкой дробной кристаллизации на заводе встретятся большие затруднения в смысле невозможности в настоящее время получить необходимую аппаратуру, которая позволила бы вести выпаривание кислых растворов хлоридов, и желая ближе подойти к вопросу о химизме дробной кристаллизации, я еще осенью 1920 года предложил две темы—с согласия

академика Н. С. Курнакова, в лаборатории которого производились работы — двум сотрудникам радиевой коллегии — А. С. Елисееву и П. А. Волкову: первому — изучить систему хлористый барий, хлористый радий, соляная кислота при $t^{\circ} 0^{\circ}$ и 25° ; второму — систему хлористый барий, хлористый радий, хлористый свинец, соляная кислота при тех же температурах. При этом я надеялся, что хлористый радий будет распределяться неравномерно между твердой фазой и раствором, обогащаясь в твердой фазе, при частичном ее выделении вследствие повышения концентрации соляной кислоты, совершенно подобно тому, как это имеет место при дробной кристаллизации. При этом, изучая кривую распределения, можно было надеяться более точно управлять явлением обогащения. Вероятность такого предположения находила себе подтверждение в одной из работ проф. Эблера, который наблюдал, что применяя ток газообразного хлористого водорода для осаждения из водного раствора чистых хлоридов бария-радия удается достигнуть некоторого обогащения радием, выпавших кристаллов бария, а именно, когда осаждено, примерно, около 80% всего имевшегося в растворе бария, с ним садится практически весь радий (95—96%).

К выполнению этих работ было приступлено в январе 1921 года, однако, по условиям работы к моменту отъезда моего на завод в конце июня 1921 года удалось изучить лишь кривую для системы: хлористый барий — соляная кислота и хлористый барий — хлористый свинец — соляная кислота, к изучению же системы с радием приступлено еще не было. По прибытии на завод я, как нужно было ожидать, столкнулся с невозможностью поставить дробную кристаллизацию за неимением в готовом виде ни соответствующей посуды, ни разведенного пара, и поэтому в августе текущего года я лично срочно занялся изучением методики дробного осаждения хлоридов соляной кислоты на холоду, метод которой мог бы быть осуществлен немедленно. В середине сентября методика в общих чертах оказалась разработанной и с конца октября под моим руководством были пущены наскоро налаженная временная заводская установка, позволившая к декабрю получить первые богатые радием препараты. Изучение дробного осаждения на холоду велось при самых примитивных условиях в отсутствии термостата, так что температура подвергалась значительным колебаниям (в несколько градусов), тем не менее полученные данные дали весьма интересные результаты. Оказалось, что при дробном осаждении хлоридов из водного раствора, путем постепенного прибавления водной же соляной кислоты, происходит правильное обогащение радия в первых порциях выпадающих кристаллов, при чем коэффициент обогащения является некоторой функцией относительного количества осевшего бария или, что тоже самое, от концентрации соляной кислоты в растворе, колеблясь в пределах не от 1—2, как при методе дробной кристаллизации, а от 1—3. При этом, точно регулируя концентрацию кислоты в растворе, можно по желанию иметь любой коэффициент обогащения в этом интервале.

Наконец, присутствие свинца при этом способе не сказывается особенно вредно на коэффициенте обогащения, а, следовательно, и на общем ходе работы, и свинец все время обогащается в более трудно растворимой части кристаллов. Наконец, при этом способе происходит одновременная очистка хлористого бария-радия от всех примесей, кроме свинца. Вместе с тем изучение явления дробного осаждения соляной кислотой позволяет теперь догадываться о причине, почему при методе дробной кристаллизации не удавалось наблюдать коэффициент обогащения больше, чем в два раза. Подробный отчет о работах, произведенных на заводе как по технологии радия, так и его ценных спутников—урана, ванадия и меди (эта последняя работа была выполнена заведующим заводом И. Я. Башиловым, и дала тоже очень интересные результаты) появится в изданиях Академии Наук.

В заключение укажу, что в настоящее время оборудуется постоянный радиевый завод, и предполагено открытие в ближайшем времени уран-ванадиевого отделения. Временная установка работает без перерыва. Завод находится в ведении Главхима В.С.Н.Х. и работает под контролем и указаниям Радиевого Института при Академии Наук; весь вырабатываемый радий поступает в распоряжение Академии Наук.

О курской магнитной аномалии по исследованиям 1921 года ¹⁾.

П. П. Лазарев.

В Успехах Физических Наук (Т. II, стр. 61) были даны сведения об интереснейшей в мире аномалии геомагнетизма, изученной ранее проф. Э. Е. Лейстом, впоследствии более обстоятельно изученной Комиссией при Академии Наук и, наконец, исследуемой в настоящее время всесторонне Особой Комиссией по исследованию курской аномалии при Президиуме В.С.Н.Х.

Мы приведем здесь только те работы, которые входят в магнитно-гравитационный отдел, руководимый академиком П. П. Лазаревым.

Зимняя кампания 1921 года дала совершенно определенную картину распределения магнитной аномалии, которая оказалась резко обрывающейся в области Орловской губернии (на северо-западе) и тянущейся в виде узкой полосы (в 2 версты), как это отмечено уже Э. Е. Лейстом, через северную и северо-западную часть Курской губернии, проходя через уезды Щигровский, Тимский, Оскольский и направляясь в области Воронежской губернии.

Рекогносцировочная съемка показала кроме того, что вне пределов этой резкой полосы аномалии существует слабое аномальное поле, но оно менее интересно практически и его съемка не требует тех огромных технических средств, как съемка области максимальной аномалии.

Далее при рекогносцировке обнаружено, что, начиная к юго-востоку от значительного щигровского максимума аномалии, тщательно изученного в 1920 году и представленного в виде карт в отчетах, ¹⁾ по направлению к Тимскому уезду обнаруживается значительное уменьшение аномалии. В областях же Оскольского уезда, граничащих с Воронежской губернией (на юго-востоке аномалии), снова обнаруживается второй резкий максимум геомагнетизма, дающий почти те же величины для вертикальной составляющей Z , горизонтальной составляющей H и склонения D , как и щигровский максимум.

¹⁾ Подробный отчет с картами появится в отдельном издании и в „Известиях Физ. Инстит. и Инстит. Биол. Физики“.

См. P. Lasareff. L'anomalie magnétique dans le gouvernement de Koursk. Annexe aux procès verbaux de l'Académie des Sciences de Russie.—1921.

Различие заключается в том, что цигровский максимум соответствует одиночной полосе, между тем как оскольский (оскольско-воронежский) представляет собою ряд параллельных полос (пять), тянущихся в направлении от запада к востоку или от северо-запада к юго-востоку и отделенных более слабыми аномальными полями.

Летние исследования 1921 года в области изучения магнитных явлений и заключались в детальной съемке указанных мест, которая была произведена в 7000 слишком точках (включая и наблюдения 1919—1920 года).

Таким образом густота сети магнитных наблюдений значительно превысила густоту сети Лейста, который для всей Курской губернии сделал наблюдения в 4500 точках. В области северной аномалии у Лейста менее 2000 точек.

Между прочим появление в восточной части аномалии ряда аномальных полос не было отмечено Лейстом.

Для будущих исследований остается изучить только два небольших неизученных места северной аномалии со сравнительно слабым магнетизмом¹⁾ и южную полосу аномалии, тянущуюся через Белгород, Непхаево и Кочетовку в область Харьковской губернии. Эти работы, если не будет непреодолимых внешних помех, Комиссия предполагает закончить в два года.

На ряду с практической работой по съемке в Москве выполнены ряд научных работ, имеющих значение для разрешения технических вопросов. Так, проф. В. А. Костицыным²⁾ сделаны подсчеты, касающиеся положения и глубины магнитных масс при допущении, что мы имеем дело с намагниченным действием земного поля цилиндром из магнитного вещества, лежащим под землею параллельно поверхности. Такие предположения позволяют строго разрешить задачу, предполагая сечение цилиндра эллиптическим с осью поставленной под любым углом к горизонту, и позволяют показать, что для того, чтобы расположение изолиний и величины силы соответствовали тому, что мы имеем в природе, глубина залегания должна быть около 200—250 саженей.

Наблюдения, сделанные при бурении, показали сильное намагничивание труб и долота, причина которого до сих пор, как это вытекает из доклада проф. Я. В. Самойлова относительно аналогичных наблюдений в Америке, не может быть выяснена. Для изучения условий намагничивания предпринято И. А. Соколовым в Физич. Институте под руководством П. П. Лазарева изучение этого явления на моделях.

Наконец, А. И. Заборовским сделаны наблюдения над аномалией на разных высотах над землею и получены данные в предположении, что намагничивание вызывается рядом полюсов, помещенных по осевой линии аномалии.

¹⁾ Сюда включен и участок с дефектной съемкой (см. ниже стр. 107).

²⁾ Доклад на коллоквиуме Института Биол. Физики 4 марта 1922 г.

Из данных Заборовского вычислена глубина залегания, при этом принято Z равным $\frac{A}{r}$, где A —постоянная и r —расстояние от полюсов: зная добавочную высоту под землей для ряда точек, расположенных по одной вертикали, можно найти глубину залежи под поверхностью земли. Она оказалась около 150—200 саженей. Мы видим, что и этим способом получаются цифры, близкие к тем, которые указаны проф. В. А. Костицыным. К тем же приблизительно цифрам приходит на основании геологических соображений проф. А. Д. Архангельский¹⁾.

Заключая обзор работ по геомагнетизму, нужно указать, что заведующий теоретической частью гравитационного подотдела акад. В. А. Стеклов доложил Академии Наук²⁾ работу „Об определении по 3—4 наблюдениям глубины залегания магнитного слоя и расстояния краев его контура от основной точки наблюдения“, имеющую существенное значение для определений глубины интересующего Комиссию магнитного слоя.

В виду соображений акад. А. Ф. Иоффе, А. Н. Крылова, П. П. Лазарева о возможности одних и тех картин намагничивания как при определенном подземном хребте из магнитного вещества, так и при разрыве и смещении в вертикальном направлении намагниченного и параллельного поверхности земли магнитного слоя, были в 1921 году предприняты по заданиям магнитного отдела гравитационные наблюдения, задачей которых было определение вариаций горизонтальной составляющей силы тяжести (проф. П. М. Никифоров) и измерение вертикальной составляющей (ускорения g) (проф. А. А. Михайлов)³⁾.

В настоящее время закончено исследование А. А. Михайлова, который показал, что в области аномалии, не совершенно совпадая с максимумом вертикальной составляющей магнитной силы, находится и максимум гравитационной силы.

Вся картина говорит за то, что мы имеем дело с подземным хребтом, косвенно расположенным под поверхностью земли.

Совокупность полученных данных позволяет сделать теперь более или менее вероятно предположения о причинах аномалии.

Гравитационные и магнитные данные говорят за то, что тело, вызывающее аномалию, должно отличаться от магнитного железняка как по плотности, так и по магнитной проницаемости. Оно должно быть удельно тяжелее и иметь более сильные магнитные свойства. Является таким образом вопрос, не имеем ли мы здесь дело с прониканием масс металлического железа, из которых должно состоять ядро земли⁴⁾,

¹⁾ См. предыдущий отчет в „Успех. Физ. Наук“.

²⁾ В засед. 26 окт. 1921 г.

³⁾ Эти наблюдения были проектированы еще в 1919 году.

⁴⁾ См. сборник рефератов и переводных статей по геодезическим вопросам: статья Э. Вихерта, стр. 11—111 (приложение к 66 части записок военно-топогр. Отдела).

через разрыв горных пород в более поверхностные слои. Такая гипотеза объясняет все явления как магнитные, так и гравитационные и не противоречит геологическим фактам, тщательно изученным проф. А. Д. Архангельским.

Оправдывается ли эта гипотеза, можно решить только при дальнейших исследованиях путем глубокого бурения.

Заканчивая обзор, необходимо сказать о ряде расчетных работ, проведенных в настоящее время в Москве в расчетном бюро, руководимом П. П. Лазаревым.

Эти работы прежде всего имели задачей проверить точность наблюдений в поле путем вычисления поля потенциала горизонтальной составляющей H .

Подсчеты показали, что области, полученные в 1920 году в пределах погрешности наблюдения, дают согласие с расчетами. Что касается до работ 1919 г., то имеется небольшая область, где, очевидно, военные действия не позволяли вести определения с достаточной точностью и где расхождения достигают значительной величины. Эта область будет переисследована в 1922 году.

Наконец были сделаны подсчеты точности наблюдений магнитных величин и ошибки от нанесения их на карту. Эти две величины достаточно близко совпадают друг с другом в трудах комиссии, хотя все же необходимо несколько увеличить точность геодезической съемки, чтобы вполне использовать точность магнитных измерений.

Совершенно иное мы находим при критической обработке данных Лейста: у него расхождение точности магнитных данных и точности геодезической достигает огромных величин и чтобы одно совпадало бы с другим можно было бы вести магнитные наблюдения раз в 50 менее точно, чем вел Лейст или же необходимо было взять карты совершенно иного масштаба¹⁾.

Разъяснение вида южной аномалии и более детальное изучение гравитации составит дальнейшую задачу, поставленную экспедиции для лета 1922 года.

Москва, февраль 1922 г.

¹⁾ Для Курской губернии во время работ Лейста имелась только 3-верстная карта, ему же необходимо было иметь карту около 100 и даже 50 саженей в дюйме, чтобы использовать вполне точность определения H .

Лабораторная техника.

Методы достижения высокого вакуума.

Цель настоящей статьи—дать обзор способов осуществления высокого вакуума, применяемых в настоящее время как в научной, так и в технической практике. После исключительного по важности изобретения диффузионного насоса, многие из ранее известных насосов приобрели лишь исторический интерес и потому они не будут затронуты. К числу таких нужно отнести все ртутные как ручные, так и автоматические насосы (Теплера, Шпренгеля и др.), а также и известный, сравнительно недавно сконструированный молекулярный насос Gaede, утративший свое значение вследствие головокружительной быстроты современного технического прогресса.

С другой стороны, такие насосы, как ртутный и масляный Gaede, играют и до сих пор большую роль в технике откачки, но ввиду того, что они общеизвестны, в предлагаемом обзоре они не будут затронуты.

Насосы, дающие высокий вакуум, характеризуются тремя параметрами: 1) величиной необходимого предварительного вакуума (Vorvakuum), 2) скоростью откачки и 3) пределом достижимого вакуума.

Изложение будет вестись в следующем порядке:

- 1) Диффузионный насос Gaede.
- 2) Конденсационный насос Langmuir'a.
- 3) Метод Dewar'a.

Кроме того мы считаем необходимым коротко указать метод обезгаживания больших металлических частей, впаиваемых в те или иные физико-технические приборы, подлежащие высокой откачке, как-то: трубка Кудиджа, термоионные лампы большой мощности и пр.

Диффузионный насос Gaede (1).

В простейшем виде диффузионный насос состоит из сосуда *C* (рис. 1), верхняя часть которого является пористой перегородкой. Сосуд покрыт колоколом *B* и снизу охлаждается струей воды, подводимой через трубки *a* и *b*. Водяной пар, получаемый в *A*, обтекает сосуд *C* и создает пространство между *B* и *C*, насыщенное водяным паром и свободное от воздуха. Пар диффундирует внутрь сосуда *C* и в конденсированном виде скопляется через *d* в *E*. Воздух диффундирует в обратном направлении, вследствие чего ртуть в барометре повышается. Такой насос может дать разрежение до давления паров воды при комнатной температуре, т.-е. до 10 мм.

Основная схема диффузионного насоса, осуществленная в описанном выше простейшем диффузионном насосе, была проведена Gaede и в последующем его одно-

тидном ртутном, насосе в котором пористая перегородка была заменена узкой щелью. Устройство этого насоса таково (рис. 2).

Ртуть Q нагревается газовой горелкой или электрической печью и пары текут из A между стальным цилиндром b и трубкой a к конденсатору c , холодная вода подводится в m и отводится в n . Стальной цилиндр b погружен в кольцо d , наполненное ртутью, так что пространство A разобщено от B и связь между ними поддерживается через щель l в цилиндре b . Пары ртути текут через щель l , конденсируются на стенках конденсатора c , и затем, опускаясь каплями в кольцо d через край его переливаются обратно в Q . Находящийся в пространстве B воздух течет в обратном направлении через щель l и уносится парами ртути через трубку a , открытую сверху в дру-

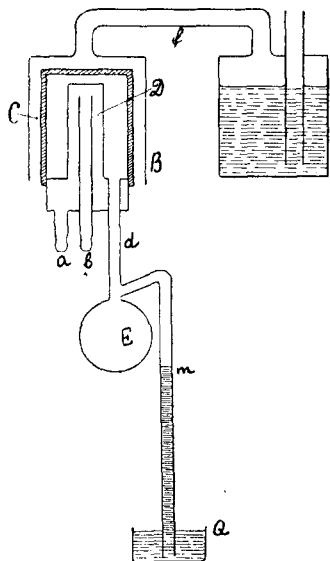


Рис. 1.

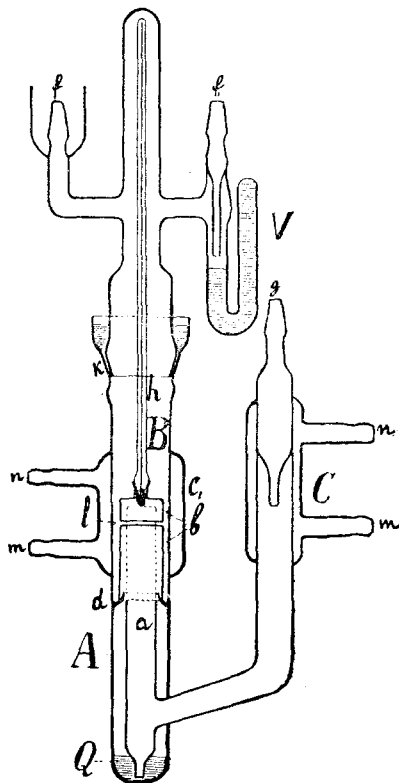


Рис. 2.

гой конденсатор C , сообщающийся с *Vogwakuim* через g . Так как теория показывает, что скорость откачки имеет оптимум при определенном давлении паров ртути, то для определения соответствующего давления внутрь насоса вносится термометр h . K — ртутный шлиф, позволяющий разобрать насос и обратно собрать его, f — шлиф для откачиваемого сосуда.

V — вентиль отделяющий *Vogwakuim* от откачиваемого сосуда. Скорость откачки в этом сосуде равна разности количеств газа 1) текущего из B в A и 2) увлекаемого парами ртути и переносимого обратно из A в B .

Из теоретических соображений следует, что ширина щели должна быть порядка средней длины пути молекулы откачиваемого газа в парах ртути. В насосах Gaede она была порядка $0,1 - 0,05$ mm.

Существование оптимума в давлении паров ртути следует из простых соображений. При очень большом давлении пар будет оказывать слишком большое сопротивление текущему навстречу газу, а при очень малом газ из *Vogwakuim*'а будет перетекать обратно в откачиваемый сосуд. Отсюда необходимость измерять температуру стального цилиндра, имеющего щель. Отсюда же существование

некоторой максимальной скорости откачки, которая видна из чертежа 3, где по оси абсцисс нанесена температура t , а по оси ординат скорость откачки.

Недостаток в основной схеме, а именно, прямо противоположное направление потоков пара и газа порождает два следующих недостатка, 1) необходимость предельного *Vorvakuum*'а, который должен быть порядка не выше 0,1 мм., и 2) малая скорость откачки около $80 \frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$. Существование острого максимума в скорости откачки в зависимости от температуры также представляет существенное неудобство насоса Gaede. Колебания в 10° уже вызывают значительные изменения в скорости.

Достоинством его является постоянство скорости и отсутствие предельного достижимого давления. В виду того, что в настоящее время имеются более совершенные насосы, чем насос Gaede, последний тоже утратил практическое значение, но вследствие плодотворности его идеи, вызвавшей в дальнейшем целый ряд попыток устранить недостатки, присущие насосу Gaede, ему и следовало уделить значительное внимание.

Конденсационный насос Langmuir'a (2).

Вслед за работой Gaede в 1917 появилась работа Langmuir'a, в которой был предложен исключительный по простоте насос, дающий высокий вакуум и лишенный всех тех недостатков, которые присущи диффузионному насосу Gaede. Можно сказать, что задача сконструировать весьма простой насос, работающий от весьма незначительного *Vorvakuum*'а (даваемого водоструйным насосом) с очень большой скоростью и дающий возможность получить сколь угодно высокий вакуум, была блестяще разрешена Langmuir'ом в его конденсационном насосе.

Устройство его следующее (черт. 4):

Пары ртути из балона A , подогреваемого или бунзеновой горелкой или электрической печью, протекают по трубке B к выходному отверстию L , где они, увлекая откачиваемый газ, конденсируются на стенках охлаждаемых проточной водой (K_1, K_2) и стекают каплями через D обратно в A . Откачиваемый сосуд припаивается

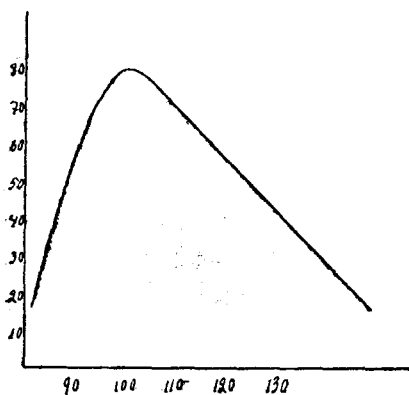


Рис. 3.

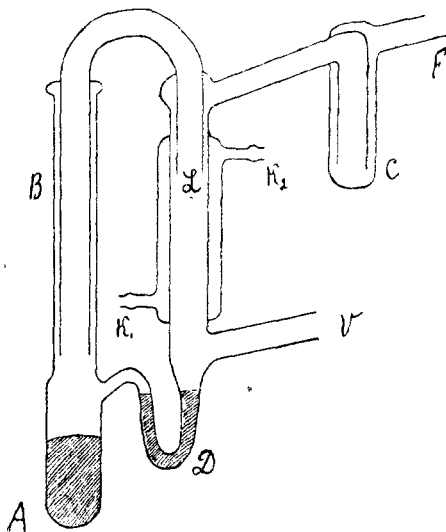


Рис. 4.

к трубке F , *Vorvakuum* присоединяется к V . Ширина кольцеобразной щели в насосе Langmuir'a достигает от 1 до 3 мм., скорость откачки в этом насосе может быть получена от 1500 до 3000 $\frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$. В противоположность предшествующему насосу Gaede,

для конденсационного насоса не существует критической температуры, а отсюда и предельного *Vorwaquiun'a*.

Еще в 1919 г. автором, совместно с Палалекси в Московском физическом институте была показана возможность достижения высокого вакуума двумя, последовательно соединенными насосами *Langmuir'a* непосредственно от водоструйного насоса. Для этого необходимо повысить температуру сосуда *A* до 330° C, также прогревать подводящую трубку *B* электрическим током, чтоб тем самым поднять давление пара в трубке в выходном отверстии *L*.

В настоящее время на Западе и в Америке изготавливаются кварцевые насосы *Langmuir'a* с целью производить откачку непосредственно от водоструйного насоса.

Предел достигаемого вакуума определяется давлением паров ртути в сосуде *C*, т.е. при охлаждении его жидким воздухом этот предел теоретически доходит до 10^{-27} (практически 10^{-8} см.). Помимо работы *Langmuir'a* идея диффузионного насоса вызвала целый ряд других попыток улучшить диффузионный насос *Gaede*. Сюда относятся насосы, предлагаемые *William'som* (3) *Knipp'som* (4) *Jones* и *Russel'em* (5) и др. В настоящее время фирмой *Simens* и *Galske* изготавливаются насосы *Langmuir'a* с подогревом при помощи ртутной дуги, впаянной непосредственно в него.

Диффузионный насос *Gaede*, а равно и *Langmuir'a* откачивают все газы и пары, в том числе и пары воды, и потому не требуют осушителей.

Метод *Dewar'a*.

В 1875 г. *Dewar* обнаружил возможность получения вакуума, пользуясь способностью угля поглощать газы и пары. С понижением температуры эта способность сильно увеличивается, что видно из прилагаемой таблицы. В первом столбце показан поглощенный объем на 1 гр. угля при температуре 0° C, а во втором при температуре жидкого воздуха. Все данные относятся к нормальному давлению.

	0° C	—185° C.
Водород	4 см ³	135 см ³
Азот	15 „	155 „
Кислород	18 „	230 „
Аргон	12 „	175 „
Гелий	2 „	15 „
Окись углерода	21 „	190 „

Исследования *Ваегвалд'a* (7) показали, что высокой поглощательной способностью обладают угли 1) из сердцевины бузины, 2) липовый, 3) из скорлупы кокосового ореха и 4) из ядра того же ореха.

Наибольшей поглощательной способностью обладает первый, т.е. уголь из сердцевины бузины. Для практических целей наиболее удобным являются угли или липовые, или из скорлупы кокосового ореха.

K. Scheel и *W. Heuse* (8) следующим образом рекомендуют готовить угли для поглощения газов и паров. Скорлупа кокосового ореха или другого материала подвергается горению в закрытом фарфоровом сосуде в течение 3/4 ч., после чего нагревание продолжается в вакуум-эксиккаторе. Приготовленный таким образом уголь вносится в стеклянный сосуд, припаянный к сосуду, где хотят получить сильное разрежение. Затем при низком давлении уголь подвергается прогреванию до 500° C, при чем он отдает все поглощенные газы и пары. После этого он охлаждается и вносится в сосуд с жидким воздухом. В зависимости от первоначального давления, при котором начинается процесс адсорбции, полученный вакуум будет различен. Так, *K. Scheel* и *W. Heuse*, ведя предварительную откачку водоструйным насосом до 12 мм. давления, имели возможность довести давление методом *Dewar'a* до 0,00153 мм. В том же случае, когда *Vorwaquiun* был создан ртутным *Gaede*, вакуум достигался до 0,000007 мм.

Наконец, применяя последовательно дважды метод Dewar'a с двумя сосудами, содержащими уголь из скорлупы кокосового ореха, они получили давление 0,0026 mm. В чистом виде методом Dewar'a для получения высокого разрежения пользовались Lord Blythwood и Allen (9). Им удалось рентгеновскую трубку, емкостью в $\frac{1}{4}$ L., эвакуировать в течение часа до мягких рентгеновских лучей, применяя только описанный метод. И, наконец, применяя метод Dewar'a последовательно дважды, они через полтора часа после начала опыта имели жесткость трубки, соответствующую искровому расстоянию в 12 см.

В числе газов, не поглощаемых углем при температуре жидкого воздуха, будут: водород, гелий и неон.

Этим же методом пользовался С. В. Серков (10) при изучении ионизации газов и паров ультрафиолетовыми лучами. Углем поглощались пары ацетона, бензола, пиридина, иодистого метила, сероуглеорода, воды, анилина и нитробензола.

В современной технике для удаления остатков газа часто еще пользуются поглощательной способностью вольфрама, способного понизить давление за 10^{-8} mm. Для этого вольфрам прокалывают до весьма высокой температуры, после чего при охлаждении он сильно поглощает пары и газы.

Метод Richardson'a (11).

Описанные выше методы дают возможность практически получить весьма высокий вакуум. Но этим вопрос не решается. Необходимо не только удалить газы, находящиеся в свободном состоянии внутри сосуда, но возможно еще освободиться от газов и паров адсорбированных стенками сосуда, и металлическими частями, имеющимися в нем, т. к. эти газы будут отдаваться даже при незначительном нагревании последних. В тех же случаях, когда мы имеем дело с весьма значительным нагреванием (трубки Кулиджа, тормозные детекторы и пр.), нужны специальные методы удаления адсорбированных газов. С этой целью Richardson разработал следующий способ удаления адсорбированных газов и паров стеклом и металлами. Испытуемый сосуд вносится в особую электрическую печь, герметически закрытую со всех сторон, внутри которой температура доходит до 570° C. Чтобы избежать прогибания стенок сосуда от атмосферного давления, давление внутри печи поддерживается насосом в несколько mm. ртутного столба. Кроме того для удаления газов, адсорбированных электродами, Richardson применяет разряд при высоком потенциале, а Coolidge рекомендует сверх этого промывание водородом при высокой температуре.

Описанными выше методами можно создать вакуум 10^{-8} mm.

Такое разрежение еще далеко от абсолютной пустоты, и, очевидно, нужны еще новые методы с целью получить еще меньшее давление, чем 10^{-8} mm. Разработка их принадлежит будущему.

- 1) W. Gaede. Ann. d. Phys. 46 p. 357—1915 г.
- 2) J. Langmuir. Phys. Rev. 8 p. 48—1916 г.
- 3) R. Williams. Phys. Rev. 7 p. 583—1916 г.
- 4) C. T. Knipp. Phys. Rev. 9 p. 311—1917 г.
- 5) Jones и Russel. Phys. Rev. September—1917.
- 6) Dewar. Nature. July 15, 1875.
- 7) N. Baerwald. Ann. d. Phys. 23, 1906 г.
- 8) K. Scheel и W. Heuse. Z. f. Instrumentenkunde. 23 p. 46—1903.
- 9) Lord Blythwood и Allen. Phil Mag. 497, 1:05.
- 10) С. Серков. Ж. Р. Ф.—X. общ. 44 p. 293—1912 г.
- 11) Richardson. The Emission of electricity from hot Bodies. p. 15, 1916 г.

Н. Селяков.

Новый фотометр для измерения слабых источников света.

C. Gehlhoff u. H. Schering. Über ein neues Photometer sehr hoher Empfindlichkeit und einige Anwendungen. Zeitschrift für technische Physik, I, 247, 1920.

Все существующие визуальные фотометры, рассчитанные на точные измерения (до 1%), необходимо связаны с получением двух сравниваемых равномерно освещенных поверхностей более или менее значительной площади. Это достигается применением диффузно-рассеивающих белых поверхностей, или матовых и молочных стекол на пути лучей источника. Такой способ связан, однако, с сильным ослаблением света, воспринимаемого глазом. Нижний предел еще измеримой силы освещения приблизительно равен 0,01 люкса (один люкс—освещение, получаемое на 1 кв. см. от свечи Гейфнера, находящейся в расстоянии 1 метра). В звездных фотометрах измерение сводится к сравнению яркости двух светящихся точек и тем самым точность измерения понижается до 8—10%.

Фотометр, предлагаемый Gehlhoff'ом и Schering'ом и выполненный в настоящее время фирмой Goert'а, основан на следующем принципе, позволяющем обойти вышеуказанный основной недостаток существующих приборов. Если при рассматривании светящейся точки через линзу изображение точки получается в хрусталике глаза, то на сетине получится изображение линзы равномерно освещенной по всей ее площади.

Таким образом достигается возможность развернуть светящуюся точку в равномерно освещенную поверхность без помощи матовых стекол или гипсовых пластинок.

Это простое наблюдение и использовано авторами в их фотометре. Возможная схема такого фотометра представлена на чертеже: L_1 —источник, яркость которого измеряется, L_2 —нормальный источник света, яркость которого по желанию можно ослаблять либо вращающимся сектором, либо при помощи пары николей, W —кубик L i t m e r'а, O_1 и O_2 две вспомогательные линзы. Глаз A непосредственно прижимается к диафрагме P , на которой получается изображение обеих светящихся точек. Благодаря присутствию кубика L i t m e r'а на сетине получится обычная картина двух concentрических, непосредственно примыкающих друг к другу полей, яркость которых можно приравнять, изменяя яркость света, падающего от источника L_2 .

Обозначая через J —интенсивность источника L_1 , через e —расстояние $O_1 L_1$, через f —фокусное расстояние линзы O_1 , через S —фокусное расстояние хрусталика, аккомодированного на кубик, через k —пропускаемость оптических частей системы, легко доказать, что сила освещения b в плоскости сетчатки равна:

$$b = k \cdot \frac{J}{(e-f)^2} \cdot \frac{f^2}{S^2}$$

т.е. b весьма сильно возрастает с увеличением фокусного расстояния линзы. В фотометре, конструированном авторами, $f = 30$ см., расстояние диафрагмы P от кубика W —25 см., т.е. равно расстоянию наилучшего зрения. В деталях конструкции существенных нововведений не имеется.

Элемент.	Вещество, подвергавшееся исследованию.	Число частиц в минуту.	Максимальный пробег в см. воздуха.
Литий	Li ₂ O	—	—
Бериллий	BeO	—	—
Бор	B	0,15	545
Углерод	CO ₂	—	—
Азот	воздух	0,7	40
Кислород	O ₂	—	—
Фтор	CaF ₂	0,4	> 40
Натрий	Na ₂ O	0,2	542
Магний	MgO	—	—
Алюминий	Al; Al ₂ O ₃	1,1	90
Кремний	Si	—	—
Фосфор	P (красный)	0,7	565
Сера	S; SO ₂	—	—

Кроме того исследовался ряд более тяжелых элементов: хлор—из MgCl₂, калий—из KCl; кальций из CaO, титан из Ti₂O₃, железо, медь, серебро, золото. Эти элементы не дают частиц с пробегом большим 32 см. воздуха; вопрос о том, дают ли они частицы с меньшим пробегом, пока не исследовался.

Более подробному изучению подверглись азот и алюминий. Прежде всего для азота исследовалась зависимость числа сцинтилляций от поглощения (α -частицы имели пробег 7,0 см. воздуха). Оказалось, что в то время, как при поглощении в 12 см. воздуха число частиц из N₂ было значительно меньше, нежели из смеси CO₂ + H₂, за пределами 29 см. в последней уже вовсе не наблюдается сцинтилляций, а в азоте их можно было еще проследить до поглощения 40 см. Далее, изучалась зависимость числа и пробега частиц от скорости налетающих α -частиц. Как увидим ниже, исследование этой зависимости должно пролить некоторый свет на самый механизм расщепления. Оказалось, что в первом приближении пробег частиц, возникающих в азоте, пропорционален пробегу налетающих α -частиц: α -частицы с пробегом в 8, 6, 7 и 6 см. воздуха вызывают частицы с пробегом соответственно в 50, 40 и 34 см. Число частиц также возрастает с пробегом α -частиц.

Опыты с алюминием прежде всего показали, что пробег частиц в данном случае примерно в два раза больше, нежели у азота. Зависимость между величиной пробега частиц, возникающих в алюминии и α -частиц, как и для азота, оказалась приблизительно простой пропорциональностью. Однако, вследствие незначительности числа сцинтилляций очень трудно точно определить максимальный пробег и установить эту зависимость сколько-нибудь точно.

В своей первой работе Rutherford показал, что H-частицы, получаемые в водороде, движутся почти целиком в направлении полета производящих их α -частиц. Можно было ожидать по аналогии того же самого и у других элементов. Однако, у алюминия впервые был наблюден замечательный факт: *оказалось, что частицы выбрасываются не только вперед, но и назад и притом в одинаковом числе.* Этот эффект был обнаружен следующими двумя опытами:

1. Активный налет наносился на *алюминевый* (вместо медного) диск. Алюминиевая пластинка перед источником была удалена. При таких условиях частицы с большим пробегом могли вызываться только α -частицами, проникающими внутрь алюминия, т.е. летящими от Zn S экрана.

2. Активный налет наносился на серебряный диск, повернутый активной стороной от Zn S экрана. Перед диском (с активной стороны) располагался алюминий.

В том и другом случае на экране наблюдались сцинтилляции для больших пробегов. Число их было того же порядка, что и при выбрасывании частиц в направлении полета α -частиц, хотя несколько меньше. Максимальный пробег оказался, однако, 67 см. вместо 90 см.

Аналогичные опыты были проделаны с азотом. Результаты показали, что в этом случае число частиц обратного направления, если они вообще существуют, должно быть чрезвычайно мало (меньше $\frac{1}{50}$ числа частиц прямого направления).

Что касается природы этих частиц с большим пробегом, то для случая азота уже было показано ран ше, что они являются Н-атомами ⁴⁾. Природа частиц, возникающих в других элементах, пока не исследована, но вряд ли можно сомн ваться в том, что мы всюду имеем дело с Н-частицами различной скорости. И во всяком случае эти частицы могут быть только продуктами раздробления атомных ядер элементов.

При истолковании результатов своих опытов Rutherford прежде всего отмечает, что Н-частицы дают только те элементы, у которых атомные веса выражаются общими формулами $4n + 2$ и $4n + 3$ (например: $6p - 11 = 2 \cdot 4 + 3$, азот — $14 = 3 \cdot 4 + 2$ и т. д.). Наоборот, элементы с атомными весами вида $4n$ (углерод, кислород) определенно не дают Н-частиц. Это лишний раз подве ждает уже установленное представление о том, что главными компонентами ядер элементов являются ядра водорода и гелия.

Далее, необходимо объяснить выбрасывание Н-атомов со скоростями, значительно большими тех, которые можно было бы дать по простой теории удара. Здесь прежде всего приходит в голову, что самый процесс разрушения ядра имеет характер взрыва, так что α -частицы играют только роль детонаторов. То обстоятельство, что алюминий выбрасывает частицы по всем направлениям, является убедительным подкреплением такой гипотезы. Однако, ей противоречит другой факт, наблюдаемый у алюминия и у азота, а именно, что скорость Н-частиц приблизительно пропорциональна скорости налетающих α -частиц. Следует заметить, что вследствие трудности опытов точно определить пробег (а следовательно, и скорость) Н-атомов невозможно. Таким образом нельзя считать этот факт вполне установленным, — что отмечается и самим Rutherford'ом. Тем не менее механизм расщепления он представляет себе, как выталкивание Н-атомов из ядра. Чтобы объяснить избыточную скорость и энергию (у азота пробег 40 см., у алюминия — 90 вместо 28), а также выбрасывание из алюминия частиц об атного направления, Rutherford строит особую модель ядра. Именно, — он представляет себе, что Н-ядра являются спутниками, обращающимися около главной массы ядра. Такая система будет, конечно, неустойчивой и потому Rutherford делает дальнейшее допущение, что на очень малых расстояниях в ядре отталкивательные силы заменяются притягательными, так что α -частица при своем движении сперва отталкивается ядром, а потом притягивается. Эту гипотезу Rutherford подкрепляет лишь ссылкой на то, что иначе трудно понять устойчивость ядра, составленного из одних положительных зарядов. Если это так, то в том случае, когда α -частица сообщает Н-спутнику толчок по направлению к ядру, под влиянием возмущающего притяжения последнего, спутник описывает разомкнутую орбиту и вылетает из ядра в направлении обратном полету α -частицы. Во всех остальных случаях он выталкивается по направлению движения α -частицы. Избыточная энергия берется за счет внутренней энергии ядра. Эту энергию, освобождающуюся при расщеплении, Rutherford подсчитывает. Действительно, зная пробег Н-частицы, можно вычислить по формуле Geiger'a ее скорость, а следовательно, и энергию. Для Н-частиц из алюминия при вылете вперед получается кинетическая энергия 2,81 V, где V — скорость α -частицы, т. е. в 1,4 раза больше кинетической энергии α -частицы. Любопытно отметить, что выбывания Н-частиц из алюминия не происходит, если пробег α -частиц меньше 5 см. Если вычислить энергию такой α -частицы, пересчитать эту энергию на электрон и выразить в вольтах, то получается около 6.000.000 вольт, в то время как энергия, потребная для удаления электрона с К-кольца составляет всего 2.200 V.

Э. Шпольский.

⁴⁾ Rutherford. Proc. Roy. Soc. A, 97, p. 374 (1920), русск. перев. см. „Успехи Физических Наук“, т. II, вып. 2, стр. 194.

V_g	V_a	λ выч.	λ набл.
150 v.	+ 4 v.	240 cm.	260 cm.
"	— 11 "	200 "	242 "
"	— 14 "	160 "	238 "
"	— 60 "	150 "	198 "
"	— 81 "	134 "	186 "
"	— 109 "	124 "	172 "
"	— 300 "	104 "	123 "
140	— 32,5 "	162 "	228 "
240	" "	148 "	185 "
120	— 40 "	160 "	238 "
200	" "	143 "	195 "

Если принять во внимание приближенность подсчета, не учитывающего пространственного заряда и зависимости массы от скорости, то следует признать совпадение вычислений с опытом удовлетворительным.

Возбудить колебания удается только в триодах цилиндрической формы с густой сеткой, обладающих наиболее симметричной конструкцией. Наиболее короткая волна $= 43$ см. получена с лампой Schotta, имеющей диаметр цилиндрического анода $d_a = 2,1$ см (подобная лампа предназначается для передатчиков); напряжение на сетке $V_g = +500$ v. Если изготовить триод с густой сеткой и $d_a = 0,5$ см., то возможно будет легко получить $\lambda = 10$ см. при $V = 500$ v и менее при большем напряжении на сетке. Чтобы увеличить излучение к сетке и аноду, присоединяют две прямолинейные проволочки длиной $\frac{\lambda}{4}$ (антенна); такая же антенна служит и для приема, при чем в середину ее включается детектор и параллельно ему гальванометр, который дает отклонение при излучении волн вибратором. Измерение длины волны производится на лехеровской системе также при помощи детектора с гальванометром.

Если в цепь анода включался микрофон, то получалась миниатюрная радиотелефонная станция, с которой авторам удалось получить связь на 300 метров.

С такими маленькими антеннами Barkhausen и Kurz воспроизвели все классические опыты Hertz'a.—Новый метод получения коротких незатухающих волн позволит, конечно, более чисто произвести исследование дисперсии и поглощения их в различных средах и выяснит противоречия в экспериментальных данных различных исследователей.

С. Ржевкин.

Дисперсия и абсорбция воды и этилового алкоголя в области коротких электрических волн.

Willy Möbius. Über die Dispersion von Wasser u Äthylalkohol zwischen 7 und 35 mm. Wellenlänge und Vorversuche zur Verwendung nach kürzerer elektrischer Wellen. Annalen der Physik. B. 62. p. 293, 1920.

Показатель преломления воды в области коротких электрических волн, как показали еще давнишние исследования Ла м р а и более поздние, близок к корню квадратному из д электрической постоянной и лежит около 9.

Показатель преломления воды в области длинных тепловых волн 0,3 мм., лишь немного больше, чем в видимом спектре. Это заставляет предполагать в промежуточной области полосу аномальной дисперсии отыскание которой автор и ставит задачей своего исследования. Конструкция вибратора не отличается от прежних (Righi, Лебедев).

Приемником служил всегда сравнительно длинный проводник, не настроенный в резонанс и обладающий, благодаря включению термоэлемента с сопротивлением 250—400 Ω, большим затуханием; такая система позволяет применять один и тот же приемник для различных длин волн.

Измерение длины волны производится посредством болцмановских зеркал или кварцевого интерферометра (по Rubens'у и Hollnager'ю).

На интерференционных кривых обнаружено наличие большого количества приходящих волн более коротких, чем основная длина волны вибратора и налагающихся а нее. Обнаружены волны в 0,1; 0,11; 0,17; 0,25; 0,30; 0,50; 0,70; 1,0; 1,1; 1,2; 1,7; 1,8; 2,0; 2,5; 3,0; 3,8; 4,0; 5,0 мм. наиболее часто встречались волны 2,0; 2,5 и 3,0 мм. Приходящие короткие волны имеют меньшее затухание, чем основная, и весьма изменчивы, что затрудняет работу с ними, их выделение. Некоторые вибраторы дают почти чистые короткие волны, основная же волна не заметна.

Возникновение коротких волн можно объяснить отчасти наличием обертонов вибратора; более короткие и переменчивые волны могут возникать при колебаниях, возникающих в металлических частичках, оторванных искрой, и, наконец, возможно предположить колебания положительных ионов металла вокруг отрицательных; в этом последнем случае подсчет дает и лучаемую длину волны:

$$\lambda = 0,005472 \frac{A}{\sqrt{d}} \text{ mm.}$$

где A — атомный вес, d — плотность металла, что для платины дает:

$$\lambda = 0,232 \text{ mm.}$$

Эти соображения позволяют предположить, что разные металлы могут дать различные постоянные длины волн.

Выделение коротких волн удалось в одном опыте посредством зеркала, обклеенного полосками станиоля, расположенными в виде правильной решетки, подобной кристаллической; длина полосок 0,8 мм, ширина 0,2 мм., расстояние в ширину 0,8 мм., в длину 0,2 мм., при собственной длине волны вибратора 18,8 мм. была выделена волна $\lambda = 3,0$ мм.; но через два дня тот же вибратор дал уже совершенно другую волну, что показывает трудность применения коротких волн для систематических исследований. Для волн в интервале от 35 до 7 мм. произведено измерение поглощения, дисперсии и отражения независимо друг от друга. Коэффициент абсорбции измерялся по изменению интенсивности колебаний при прохождении через определенный слой жидкости, налитой в плоский сосуд; явлениями дифракции для столь коротких волн возможно вполне пренебречь. Коэффициент отражения измерялся срав-

Световые кванты и пространственная структура излучения.

Wolfke. Phys. ZS 22, p. 375, 1921.

Исходя из представления о дискретных независимых световых атомах, Einstein (1915) вывел спектральную формулу W. Wien'a. Wolfke (1913) показал, что формула Planck'a также может быть получена из гипотезы, что лучистая энергия распределена в виде квантов $h\nu$ между колебаниями в пространстве, лишенном материи. Из полемики Wolfke и Круткова (1914) выяснилось, что формула Wien'a получается при допущении *пространственной независимости* световых атомов, что имеет место в случае малой интенсивности энергии (в каких-то пределах только и справедлива формула Wien'a). Если же ограничиться признанием независимости *существования* световых атомов, но допустить их пространственное сочетание, то можно прийти к формуле Planck'a. (Аналогично Иоффе (1911) указывал, что для получения формулы Planck'a из гипотезы атомов излучения необходимо допустить возможность их ассоциации.) Вопросу о пространственном взаимоотношении световых атомов при больших плотностях энергии и посвящена настоящая работа Wolfke.

Еще Ischiwaga (1912) показал, что формулу Planck'a можно рассматривать, как сумму формул Wien'a:

$$u = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \sum_{i=1}^{i=\infty} u_i, \text{ где } u_i = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{i h\nu}{kT}}$$

Вычисляя сумму энтропий отдельных излучений u_i , находящихся в термодинамическом равновесии, Wolfke показывает, что она равна энтропии черного излучения, вычисленной Planck'ом. Таким образом, излучение, удовлетворяющее формуле Planck'a, действительно может рассматриваться, как совокупность *независимых* радиаций с плотностями u_i , где $i=1, 2, 3, \dots$. Метод Einstein'a в применении к каждому такому частичному излучению позволяет интерпретировать полученные формулы в том смысле, что энергия излучения, соответствующего индексу i , состоит из отдельных пространственно независимых элементов, величина коих $= i h\nu$.

Итак, с точки зрения Einstein'a, монохроматическое излучение в пространстве надо рассматривать, как составленное из пространственно независимых между собою световых молекул типа $h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \dots$. Относительное число более и менее сложных световых молекул меняется в зависимости от плотности излучения. С возрастающей плотностью происходит ассоциация световых атомов во все усложняющиеся световые молекулы, пока при очень большой плотности (область применения формулы Rayleigh-Jeans'a) кванты не сливаются в континуум. Обратно, при уменьшении плотности „сплошное“ излучение диссоциирует на все упрощающиеся световые молекулы, пока не разрешится в простейшие световые атомы (области применения формулы Wien'a).

Г. С. Ландсберг.

К гипотезе световых квантов.

Ramsauer. Die lichtelektrische Wirkung untertheilter Lichtquanten. Ann. d. Phys., 64, p. 750, 1921.

С точки зрения гипотезы световых квантов излучение существует в пространстве (вне материи) в виде изолированных ц.гов волн, общий запас энергии которых определяется известным соотношением $h\nu$. Подобное представление дает простое и легкое истолкование некоторым физическим явлениям (напр., опыты Millikan'a над фотоэлектрическим эффектом), иное объяснение коих оказывается затруднительным. Но

с другой стороны, есть много фактов, не мирящихся с существованием квантов света. Так, Н. А. Логентз обратил внимание, что способность световых волн интерферировать при очень большой разности хода (свыше 2.000.000 длин волн) приводит к заключению, что длина дуга, составляющего *одну* кванту, достигает 100 метров, ибо к интерференции способны лишь волны, принадлежащие к одному и тому же кванту. R a m s a u e r в реферируемой работе приводит еще одно экспериментальное доказательство несостоятельности рассматриваемой гипотезы.

Поляризация света (напр., через двойное преломление) состоит в разделении квантов с одной плоскостью поляризации от квантов, поляризованных в перпендикулярной плоскости. При этом можно допустить, что кванты „сортируются“ не дробясь, в зависимости от ориентировки их плоскости поляризации к главной плоскости кристалла. Однако, если поляризованный свет разделяется двойкопреломляющим кристаллом на два луча, то каждый из них должен образовываться за счет разделения отдельных квантов на две части: $h\nu \cos^2\alpha$ и $h\nu \sin^2\alpha$, ибо угол α между главной плоскостью кристалла и плоскостью поляризации падающего поляризованного пучка для всех квантов один и тот же. Кроме того способность обыкновенного и необыкновенного луча интерферировать между собой также говорит за раздробление отдельных квантов при двойном преломлении. Таким образом, если световые кванты существуют, они должны дробиться при двукратной поляризации, и при фотоэлектрическом эффекте, вызываемом таким состоящим из долей квантов светом, должно наблюдаться распределение скоростей фотоэлектронов, как будто бы действовал свет большей длины волны ($h\nu \cos^2\varphi = h\nu'$). Совершенно также количество электронов, приходящихся на 1 калорию поглощенной энергии, должно быть меньше, чем в случае обыкновенного света, ибо в данном случае излучение состоит из порции меньшей индивидуальной энергии, т.-е. дело опять сводится как бы к увеличению длины волны, и должно проявиться влияние фотоэлектрической функции нормального эффекта. R a m s a u e r изучал фотоэлектрическое действие такого двукратно поляризованного света (250 μ ; 436 μ ; 546 μ . и слабый белый) и не мог обнаружить никаких отступлений от обычных законов фотоэлектрического действия. Таким образом в этом эксперименте также можно видеть факт, подрывающий существование световых квантов и переводящий смысл квантовой гипотезы в природу атомного резонатора.

Г. С. Ландсберг.

Возбуждение ртутных паров электронным ударом.

J. Franck u E. Einsporn. Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes. Zeitschr. f. Phys. 2, p. 18, 1920.

Многочисленные исследования ионизации и возбуждения излучения в ртутных парах методом воздействия потока медленных электронов показали существование у атома ртути характерного поглощения кинетической энергии налетающего электрона, при достижении ею трех определенных значений, соответствующих прохождению электроном равностей потенциала в 4, 6; 7 и 10,4 вольт. Первые два значения, называемые резонансными потенциалами, сопровождаются испусканием ртутными парами ультра-фиолетовых λ 2537 и λ 1850; последнее значение есть потенциал ионизации ртути. Эти результаты находятся в полном согласии со схемой ртутного атома, извлеченной на основе теории Bohr'a из серийной структуры ртутного спектра. Именно, поглощая энергию в 4,9 вольт, атом переходит из состояния нормального, характеризуемого серийным термом $1 S$ в состояние $2 P_2$; возвращение в первоначальное состояние сопровождается излучением кванта частоты $1 S - 2 P_2$, т.-е. линии 2537. Аналогичное происходит при 6,7 V, где серийный символ перехода есть $1 S - 2 P$. При 10,4 V происходит полное отрывание одного из электронов атома, т.-е. ионизация.

такого же порядка, как и в лучеспускающей, т.е. достаточно значительными, между тем наблюдаемое поглощение было невелико.

Авторы статьи наблюдали совершенно исключительное поглощение определенных линий ртутного спектра в слабо веящихся ртутных парах, возбуждаемых следующим способом: через ионизированные ртутные пары, выделяющиеся из обыкновенного дугового разряда, пропускается ток незначительной силы (десятые ампера). При этих условиях слой слабосветящихся ртутных паров длиной в 52 см. поглощает 8% падающего излучения зеленой линии 5461 \AA ; та же линия и $\lambda 4359$ волнучены были обращенными на сплошном спектре угольной дуги и солнца. Особенно подробному фотометрическому и интерферометрическому исследованию была подвергнута первая. Прилагается список видимых и близких ультра-фиолетовых линий, которые давали сильное или заметное поглощение.

Приводя указания на сериальную принадлежность этих линий, авторы, однако, не сопоставляют полученных результатов со схемой атомной структуры ртути, из которой непосредственно следует, что при этих условиях электрического возбуждения большинство ртутных атомов оказывается переведенным из нормального в одно из ближайших высших квантовых состояний, характеризуемых сериальными термами $2 p_1, 2 p_2, 2 p_3$, откуда только и появляется возможность поглощения квантов $\lambda 5461$ и других ярких линий видимого и ближайшего ультра фиолетовых спектра.

Несомненно, что в этой экспериментальной установке возбуждение ртутных паров происходит дважды: сначала в дуговом разряде, затем помощью слабого тока, при чем первое возбужденное состояние обладает исключительной длительностью.

А. Теренин.

Явление поляризации в рентгеновской трубке.

S. R a t n e r, Polarisation Phenomena in an X-ray bulb. *Nature*, 107 p. 522 1921.

Напряжение необходимое для получения разряда в рентгеновской трубке считалось до сих пор зависимым от давления газа в трубке (при прочих равных условиях).

Опыты Р а т н е р а показывают, что дело (повидимому) сложнее, и что „жесткость“ трубки нельзя объяснить исключительно уменьшением давления газа.

Через трубку, соединенную с насосом G a e d e и M c. L e o d'овским манометром, пропускался ток в течение нескольких дней. Несмотря на постоянное давление, трубка становилась все более жесткой, и, наконец, ток совсем прекращался.

Чтобы снова получить разряд, необходимо было или повысить напряжение или увеличить давление газа в трубке. Автор сравнивает это явление с поляризацией элементов. Такая „поляризация“ могла идти настолько далеко, что, напр., повышение напряжения до 50000 volt, несмотря на сравнительно высокое давление в 0,060 mm., не могло вызвать снова разряда.

Если дать трубке „отдохнуть“, она возвращается в первоначальное состояние, но уже непродолжительное пропускание тока снова вызывает явление „поляризации“. Что эффект не зависит от изменения свойств газа в трубке под влиянием разряда, было установлено пропусканием тока через боковую широкую трубку, припаянную к рентгеновской трубке. В ней находились электроды одинаковые и на таком же расстоянии друг от друга, как и в главной, когда после продолжительного действия главная трубка была „поляризована“ так, что наибольший примененный вольтаж уже не давал разряда (давление = 0,050 mm.), разница потенциалов в 1200 v., приложенная к боковой трубке, вызвала вполне нормальный разряд в ней.

Описываемое явление, повидимому, может быть приписано разрушению разрядом газового слоя на поверхности электродов рентгеновской трубки, и обычно наблюдаемое увеличение жесткостей трубки при продолжительной работе вызывается не одной лишь абсорбцией остатков газа.

А. Трапезников.

Об одном методе спектрального анализа при помощи рентгеновых лучей.

Manne Siegbahn, Axel F. Lyndt und Nils StenSSon. Über ein Verfahren der Spektralanalyse mittels Röntgenstrahlen. Z. f. Phys. 4, p. 61. 1921.

Рентгенология настоящего времени может ответить на вопрос, находится ли определенный элемент в данной пробе вещества, при чем десятые доли % содержания достаточны для того, чтобы быть открытыми.

Расширить вопрос в направлении одновременного определения всех содержащихся в пробе элементов применяемые рентгеноспектрографы практически пока не позволяли.

Теоретически задача представляется вполне выполнимой, так как рентгеновские спектры обладают весьма простой и правильной структурой. Наиболее интенсивные линии двух главных *K* и *L* групп настолько характерны, что даже приблизительное определение длины волны позволяет заключить, каким элементам они принадлежат.

Кроме того рентгеновский спектр элемента является атомным свойством его и несколько не зависит от молекулярных соединений или присутствия посторонних тел.

Авторы реферируемой статьи предлагают практический метод качественного химического анализа при помощи рентгеновских лучей, — метод, который при некоторых условиях позволяет судить и о приблизительном количественном соотношении входящих в состав тела элементов, спектры которых (*Na—Ur*) известны.

Применяемая рентгеновская трубка в существенных чертах устроена так: тело трубки — металлическая прямоугольная коробка немного более спичечной с просверленным отверстием для катода, антикатада и трубки, ведущей к молекулярному насосу.

Катод — накаливающаяся спираль, дающая на антикатоде довольно растянутый фокус, что позволяет выполнить основное условие конструкции в ней аппаратуры — получение значительных (40°) телесных углов как для пучка, идущего от антикатада, так и отраженного от кристалла. Против антикатада, помещенного на возможно близком расстоянии от противоположной стенки трубки, вырезана щель ($4,0 \times 0,1$ мм), к которой до сборки со спектрографом прикладывается тонкая алюминиевая или золотая пластинка, прижимаемая медным привинчивающимся к трубке кольцом; к этому кольцу замазкой прикрепляется кристалл (в проделанных опытах известковый шпат или гипс). Наклон кристалла таков, что отраженные лучи идут под углом 10° — 50° .

Близость кристалла и антикатада к щели способствует выполнению вышеприведенного условия — получения больших телесных углов. Вакуумспектрограф, привинченный к трубке, в сечении имеет форму сектора, по дуге которого через боковое отверстие вдвигается фотографическая пленка. Центр дуги находится в месте изображения щели на отражающей плоскости кристалла.

Это позволяет измеренные на спектрограммах длины считать пропорциональными углам отражения лучей. Во время работы спектрограф соединен трубкой с форвакуумом молекулярного насоса.

Катод, антикатод и коробка охлаждаются водой.

Трубка работает при помощи одноанкерного умформера с трансформатором приблизительно при 15000 В и 50 периодах и выпрямителем на оси мотора. Накаливание катода производится небольшим трансформатором на 10 В. Ток в трубке во время снимков 20—30 миллиампер.

Для спектров первого порядка, при постоянной решетки известкового шпата $2d = 6,060 \text{ \AA}$ и углах отражения φ от 10° — 50° из соотношения $\lambda = 2d \sin \varphi$ получим для λ 1,0—4,6 А при гипсе ($2d = 15,15 \text{ \AA}$). $\lambda = 2,6$ —11,6 А, т.е. два снимка достаточны для регистрации длин волн λ , от $1,0$ — $11,6, 10^{-8}$ см. (продолжительность снимка около 2-х часов).

энергии β -лучей. Зная величину Hs , где H —напряжение магнитного поля, s —радиус круговой траектории β -луча, можно определить для каждой линии ей соответствующую энергию β -луча. В следующей таблице приведены данные, выражающие энергию β -лучей в вольтах, соответствующие трем наиболее интенсивным линиям в β -спектрах ряда элементов:

	W (74)	Pt (78)	Pb (82)	Ug (92)
Энергия в вольтах.	1,66	1,58	1,49	1,22
10 ⁻⁵	2,20	2,12	2,03	1,74
	2,76	2,69	2,60	2,31

Разница в энергии для W против энергии электрона для Pt составляет 0,08.10⁵ вольт для всех трех линий.

По теории Rutherford'a следует, что энергия β -луча=энергии γ -луча минус энергия, необходимая для того, чтоб электрон с одной из внутренних орбит перебросить в бесконечность.

$$W = W_n - W_\alpha \quad (1)$$

где W_α —энергия, характерная для того или другого элемента.

Энергия, необходимая на то, чтоб перебросить электрон с кольца K в бесконечность, может быть найдена из краев полс поглощения рентгеновых лучей в том или ином элементе. Разница этих энергий для W и Pt как раз составляет 8000 вольт.

Данные для этих энергий указаны в следующей таблице:

W	0,693	10 ⁵ вольт.
Pt	0,782	” ”
Pb	0,891	” ”
Ug	1,178	” ”

Из уравнения (1) видно, что энергия γ -лучей W_n найдется, если к энергии β -луча прибавить энергию W_α , тогда получим III таблицу, выражающую энергию β -луча соответствующего определенной линии в β -спектрах Ellis'a.

W	Pt	Pb	Ug
2,35	2,36	2,38	2,40
2,89	2,91	2,92	2,92
3,46	3,46	3,49	3,48

Эти числа показывают, что Ra В испускает три группы γ -лучей, и что β -лучи, наблюдаемые от изученных элементов, представляют собой электроны, выброшенные β -лучами с кольца K.

Более детальное изучение магнитного спектра β -лучей от Ra В показало, что Ra В испускает группы γ -лучей, энергия которых в вольтах и длины волн будут:

4000.10 ⁵ вольт	0,0308.10 ⁸ см
3639 ”	0,0339 ”
3492 ”	0,0354 ”
2918 ”	0,0423 ”
2529 ”	0,0488 ”
2385 ”	0,0519 ”

Опыты Ellis'a прежде всего подтверждают вышеуказанную теорию Rutherford'a. Существование определенных групп γ -лучей делает непонятным механизм зарождения γ -лучей, повидимому, весьма отличный от механизма зарождения рентгеновых лучей.

Н. Селяков.

Длина волны жестких γ -лучей.

A. H. Compton. The Wave-Length of hard Gamma Rays. Phil. Mag. 41 p. 770; 1921 г.

Теория простой оптической решетки для монохроматического света показывает, что в то время, как расстояние между спектрами разных порядков определяется так называемой постоянной решетки $a+b$, где a —ширина щели, а b —расстояние между соседними щелями, в дифракционном явлении, состоящем из полос, расстояние между последними зависит только от ширины щели. В первом случае мы имеем формулу

$$\sin \varphi = \frac{n \lambda}{a+b},$$

где λ —длина волны, n —порядок спектра, и φ —угол между падающим и отклоненным лучом. Во втором случае положение максимумов для полос последовательно определяется следующими равенствами:

$$\sin \varphi = 0; \frac{1,430 \lambda}{a}; \frac{2,459 \lambda}{a} \text{ и т. д.}$$

Отсюда видно, что угловое расстояние между полосами значительно больше, чем для линий.

Из измерений длин волн γ -лучей от Ra C Rutherford'ом и Andrade в 1914 г. была получена наименьшая величина для $\lambda = 0,07 \cdot 10^{-8}$ см. Между тем β -лучи того же элемента обладают скоростями, соответствующими от 5 до $20 \cdot 10^8$, что дает для λ для самых жестких волн γ -лучей величину около $0,007 \cdot 10^{-8}$ см. Кроме того из формулы, связывающей коэффициент поглощения рентгеновых лучей с длиной волны, зная коэффициент поглощения для γ -лучей,—можно подсчитать, что нижний предел для λ будет $0,04 \cdot 10^{-8}$ см.

Это заставляет усомниться в результатах, полученных Rutherford'ом и Andrade и потому Compton предлагает иной метод определения длины волны γ -лучей.

Rutherford и Andrade пользовались отражением от внутренних граней кристалла Na Cl, т.е. кристаллической решеткой, Compton же пользуется „атомной решеткой“. Дело в том, что ориентировка электронов в атоме создает своеобразную дифракционную картину, зависящую от длины волны и от размеров атома.

Дифракционная картина от кристаллической решетки определяется расстоянием между плоскостями, дающими отражение, и для случая жестких γ -лучей вся она уместается в очень малом угле (около 1°). Явление же дифракции от атома располагается в широком угле ($> 10^\circ$), так как здесь a (радиус атома) очень мал по сравнению с постоянной решетки. Эти два явления будут вполне аналогичны линейчатым и полосатым спектрам от простой решетки, в оптике видимых лучей.

Так как радиус атома нам неизвестен, то приходится при определении длины волны прибегать к косвенному методу, а именно к сравнению отношения интенсивностей, рассеянных атомом γ -лучей от каких-либо двух элементов (Compton берет медь и свинец) с отношением интенсивностей рассеянных лучей Рентгена для тех же самых элементов. Теория Debye'я для рассеяния рентгеновых лучей дает следующее выражение для отношения интенсивности рассеянных лучей J_0 к интенсивности падающих J :

$$\frac{J_0}{J} = \phi \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2},$$

где N —атомное число, θ —угол между падающим и рассеянным лучом.

Из данных Barkla и Dunlop'a, полученных из рассеяния рентгеновых лучей под углом в 90° , можно определить отношение интенсивностей для свинца и меди для $\frac{\sin^2 45^\circ}{\lambda}$ где λ варьировалось от $0,3 \cdot 10^{-8}$ до $1 \cdot 10^{-8}$ см. Очевидно, что, если то же самое

Библиография.

N. Bohr. Abhandlungen über Atombau aus den Jahren 1913—1916. Autorisierte deutsche Übersetzung mit einem Geleitwort von N. Bohr von Dr. N. Stintzing pp. XX + 156., 1921. Fr. Vieweg Verlag.

Настоящий сборник, появление которого приходится, конечно, только приветствовать, содержит перевод 9 знаменитых мемуаров *N. Bohr*'а положивших прочное основание теории линейчатых спектров элементов на основе теории квантов и атомной модели *Rutherford*'а. К этим 9 мемуарам приложен перевод нового, впервые появляющегося в печати знаменательного мемуара. Статья должна была появиться в апрельской тетради *Philosophical Magazine* за 1916 г. и была взята автором обратно в виду появления работы *Sommerfeld*'а, в которой разрешался ряд задач, затронутых *Bohr*'ом. Заглавие мемуара: „Применение теории квантов к периодическим системам“. Исходя из воззрений, близких к идеям *P. Ehrenfest*'а и связанных с так называемыми „адиабатными инвариантами“, *Bohr* рассматривает с этой точки зрения: 1) условия, которые должны выполняться в стационарных состояниях атома, 2) природу излучаемого и поглощаемого света при переходах между различными стационарными состояниями, 3) вероятность различных стационарных состояний при статистическом равновесии. В новом мемуаре содержится большое количество, не развиваемых подробно, новых положений и предположений. В частности, совершенно отчетливо намечается переход к самому широкому „принципу соответствия“. Только таким „соответствием“ объясняет, напр., *Bohr* удачу теории дисперсии водородной молекулы *Debye*'я. Таким образом первый напечатанный мемуар *Bohr*'а является естественным предвестником нового цикла работ, посвященных „принципу соответствия“. Эти новые работы—совершенно новая эпоха теории квантов, поэтому реферируемый сборник является вполне замкнутым и в настоящее время имеет уже историческое значение, как пройденный этап.

В довольно длинном введении, написанном самим автором, последний излагает сущность своих новых работ в связи с „принципом соответствия“.

Немецкий перевод тщательно проверен и просмотрен самим автором.

С. Вавилов.

W. Gerlach. Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, 1921, pp. 144 + VIII. Vieweg Verlag.

Заглавие книги несколько неудачно, содержание значительно уже заглавия. В книге *Gerlach*'а собраны экспериментальные основания теории *Bohr*'а и так называемого уравнения *Einstein*'а. Совершенно опущены опытные данные, стоящие в связи с теорией *Planck*'а (черное излучение, теплоемкость и т. д.), при чем читатель отсылается к двум книгам *Valentiner*'а посвященным именно этим вопросам и появившимся в том же издательстве. Основные главы книги следующие: 1) Квантное условие и резонансный и ионизационный потенциал. 2) Возбуждение непрерывного рентгеновского спектра. 3) Граница поглощения и возбуждения в рентгеновском спектре. 4) Квантные

законы фотоэлектрического эффекта. 5) Фотохимия. Собранный материал чрезвычайно свежий, большинство реферируемых работ относится к периоду 1914—1920 г. Это обстоятельство почти вполне определяет все достоинства и недостатки книги. Необходимость в обстоятельных, в меру сжатых сводках данных новейшей литературы в настоящее время особенно ощутительна. Такого рода потребность вызывается, во-первых, необычайно интенсивным ростом литературы, во-вторых, временной, но все же весьма длительной (начиная с начала войны и по настоящее время) нерегулярностью получения иностранной литературы и даже не только иностранной, но просто выходящей в различных географических пунктах того же государства. Это замечание относится не только к России, где условия в этом отношении стали поистине невыносимыми, но и к остальным европейским государствам, в особенности Германии. Оригинальная работа для европейского ученого в настоящее время зачастую недостижима. Книга Gerlach'a в значительной мере может компенсировать отсутствие оригинальной литературы по реферируемым в ней вопросам. К сожалению, следует отметить отсутствие ссылок на некоторые весьма важные новые английские работы. Каждая глава сопровождается очень подробным указателем оригинальной литературы, так, напр., список оригинальных мемуаров к главе о резонансных и ионизационных потенциалах достигает 133 номеров. Изложение сжато и в то же время обстоятельно, в соответствующих местах приведены многочисленные таблицы и кривые. В конце книги дан длинный список атомных постоянных. По самому характеру излагаемых автором областей современной физики реферируемая книга одновременно может рассматриваться, как популярная и как предназначенная непосредственно для исследователя. Теория квантов настолько проста с формальной стороны в своих следствиях, что не требует никакого более или менее сложного математического аппарата, кроме четырех правил арифметики. Фундаментальные затруднения, связанные с самыми основами теории квантов, современный физик предпочитает временно обходить „предоставляя, по словам Warburg'a, окончательный штурм этой крепости будущему“.

Несмотря на сухость изложения и совершенную фактичность с захватывающим интересом прочитывается глава о резонансном и ионизационном потенциале, где, в частности, открывается новый метод для изучения далекого ультра-фиолетового спектра. Чрезвычайно интересна глава о фотохимии, излагающая, главным образом, работы Warburg'a и их интерпретацию с точки зрения диссоциативной теории Nernst'a и теории Bohr'a. На 25 страницах изложены почти все более или менее количественные результаты, достигнутые в области изучения фотохимических процессов.

С. Вавилов.

Акад. П. П. Лазарев. Физико-химические основы высшей нервной деятельности. Москва. 1922 г. Из серии „Научное Обозрение“, № 1, 63 стр.

Настоящая брошюра представляет попытку изложить в общедоступной форме совокупность новейших исследований по вопросу о механизме нервной деятельности. Среди этих исследований центральное место занимает созданная автором новая ионная теория нервного возбуждения. Основы этой теории были заложены двумя крупными учеными нашего времени, физико-химиком В. Нернстом и биологом

или раньше мало известных и мало разработанных методов физико-химического анализа.

Вступительная статья акад. Курнакова, которым открывается первый выпуск „Известий“, включает в себе общие указания относительно задач, которые ставит себе Институт. При этом в особенности подчеркивается значение двух важных и крупных областей, в которых может широко проявиться приложение физико-химического анализа к разрешению задач чисто практического характера—это, во-первых, область столь важных в современной технике металлических сплавов, один из первых шагов в научной обработке которых связан с именем знаменитого русского ученого Д. К. Чернова, и во-вторых,—область равновесий, имеющих место в солевых растворах,—область особенно важная для постановки рационального извлечения и очистки, заключающихся в рапе наших соляных озер и других естественных рассолах, особенно солей калия и магния на-ряду с поваренной солью, глауберовой солью и т. д.

Вторая и третья статьи сборника посвящены изучению железа с алюминием (Н. С. Курнаков, Г. Г. Уразов и А. Т. Григорьев) и тройных систем: железо, фосфор, углерод (Н. С. Константинов), представляющих особенно важное техническое значение. Затем идет ряд статей Н. Н. Ефремова, в которых исследуются физические свойства (внутреннее трение, плавкость) бинарных систем образуемых органическими соединениями. Последняя из оригинальных статей сборника (Н. С. Курнакова и С. Ф. Жемчужного) посвящена изучению равновесия в системе хлористый натрий—серномагневая соль, имеющего огромное значение для использования природных рассолов. Эта статья представляет превосходный образец того, как одни и те же приемы научной работы могут способствовать разъяснению высших проблем чистой науки и в то же время служит для разрешения практических задач, выдвигаемых промышленностью. Наряду с экспериментальными данными статья содержит приложение к их анализу наглядного геометрического метода, близкого к тому, о котором трактует отдел геометрии, называемый топологией.

Второй отдел 1 выпуска содержит перевод классического мемуара известного французского физико-химика Ле-Шателлье „О растворах“, оригинал которого помещен в трудно доступном французском журнале.

Нельзя не приветствовать первые шаги в деятельности нового Института. Они обещают в будущем дать одинаково обильную жатву, как для чистой науки, так и для ее практических приложений к изучению нашей родины и к увеличению ее благосостояния.

Л. Чукаев.

Акад. П. И. Вальден. Теории растворов в их исторической последовательности. Перевод Н. П. Страхова под редакцией М. А. Блох. Научное химико-техническое издательство. Петроград, 1921. II+195 стр.

Оригинал этой интересной и содержательной книжки, появившейся на немецком языке в 1910 г. в известном периодическом издании „Ahrens Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge“, тогда же обратил на себя всеобщее, вполне заслуженное внимание ученых. И мы не можем не приветствовать появление в свет русского перевода, давно ожидавшегося, тем более, что автор провел большую

часть своей жизни в России, в качестве профессора химии в Рижском Политехническом Институте, впоследствии — члена нашей Академии Наук.

Как видно из заглавия, сочинение акад. Вальдена посвящено истории вопроса о растворах. Вопрос этот имеет огромное научное и в то же время практическое значение, как это предчувствовали еще алхимики, от которых до нас дошло известное изречение: „Соргога поп agunt nisi soluta“¹⁾. И не только реакции, которые осуществляет и изучает химик в своей лаборатории, но и те химические процессы, которые в громадном масштабе производятся с практическими целями на фабриках и заводах, и те, которые „сами по себе“ совершаются в окружающей нас природе — в доступных нам частях земной коры, в организмах животных и растений, все они происходят, если не исключительно, то преимущественно в растворах.

Понятно отсюда, почему химики уделяют вопросу о растворах исключительное внимание, почему его изучением во все времена занимались корифеи науки. В частности, у нас в России интерес к изучению растворов особенно привился после того, как им в течение многих лет занимался Д. И. Менделеев.

„История развития учения о растворах“, — как справедливо замечает П. И. Вальден, — „это зеркало, в котором отразилось в уменьшенном виде в исторической и логической последовательности все развитие химии“. И вот автор делает попытку обосновать эту мысль, представив картину последовательной смены теоретических взглядов на природу растворов, насколько позволяют об этом судить дошедшие до нас литературные источники, начиная с мыслителей древнего мира, переходя от них к алхимикам и их преемникам, к Ньютону и его современникам и т. д.

При этом он с особенным вниманием останавливается на тех двух основных точках зрения, которые во все времена существуют относительно природы растворов, и которыми определяются два направления науки, два типа теорий растворов. Согласно одному взгляду, растворы суть прежде всего однородные смеси — это точка зрения физическая; по другому — в образовании их весьма видная роль принадлежит химическому взаимодействию между составными частями раствора.

Собрав огромный, весьма интересный, часто мало известный даже специалистам, исторический материал, автор подверг его тонкому анализу, и рукой мастера наметил те логические нити, которыми связаны между собой физическое и химическое направление в различных формах последовательного развития.

Полная исчерпывающая теория растворов не дана еще и до настоящего времени. Это не мешает автору, насколько возможно, воспроизвести синтез существующих, часто друг другу противоречивых теорий. Научное значение этой части работы П. И. Вальдена, как и всего его сочинения в целом, усугубляется тем обстоятельством, что автор сам принимал деятельное участие в изучении растворов, осветив многие темные его стороны своими прекрасными исследованиями, а потому он дает гораздо более, чем простую, хотя бы и искусно составленную компиляцию. Ему приходится говорить о вопросах, над которыми он сам экспериментально работал. А это не только всегда одухотворяет и оживляет сухой материал истории, но и придает особый вес и авторитетность высказываемым суждениям. Надо принять во внимание

¹⁾ Вещества действуют (друг на друга) только в растворенном состоянии.

В. С. Сырокомский. Применение редких элементов в промышленности. Петроград, 1919. Научное химико-техническое издательство. 34 стр.

Автор этой интересной брошюры задался целью собрать сведения о применении в промышленности редких элементов, еще недавно бывших только объектом научного исследования со стороны химиков. Дело в том, что за последнее время в промышленности наблюдается ясно выраженная тенденция к практическому использованию таких элементов, так как некоторые свойства их в свободном виде, а также в виде химических соединений и сплавов представляют специально технический интерес.

В свое время, в 70-х годах прошлого столетия, много шума наделало изобретение Ауэром фон-Вельсбахом газонакалильных лампочек, в состав „чулочков“ которых вошли два элемента из группы редких земель торий и церий, — оба в виде окислов. Широкое применение газонакалильного освещения создало целую обширную область индустрии, и редкие земли, отличающиеся трудной делимостью друг от друга, став объектом особого внимания исследователей и промышленников, перестали быть столь редким и мало доступным материалом, как раньше.

В последнее время широкое применение нашли сплавы церия и других редкоземельных элементов с железом для изготовления пиррофорных „кремней“ в зажигалках. Ряды других более или менее редких элементов также получили различное практическое применение. Очень важно применение молибдена, вольфрама и ванадия для изготовления специальных сортов стали (инструментальной, броневой и пр.). Присадка этих элементов придает стали особые весьма ценные свойства, напр., твердость, способность без изменения физических свойств противостоять действию высокой температуры и пр. Тантал и особенно вольфрам, благодаря своей тугоплавкости, получили применение для фабрикации электрических лампочек накаливания. Применение радия в области медицины общеизвестно. Редкость и высокая стоимость радия сделала его извлечение из руд предметом большого внимания промышленников.

Из этих примеров видно, какой интерес представляет вопрос, затронутый В. С. Сырокомским в его брошюре, появление которой можно только приветствовать.

Л. Чукаев.

Prof. Dr. P. Walden. Optische Umkehrerscheinungen (Waldensche Umkehrung). „Die Wissenschaft“. Einzeldarstellungen aus der Naturwissenschaft u. der Technik. Herausgegeben von Prof. Dr. Eilhard, Wiedemann, Friedr Vieweg, u. Sohn. Braunschweig. 1919. 214 стр.

Если в оптически активном, асимметричном углеродном атоме один из четырех радикалов заменить новым радикалом, т.-е. произвести замещение, то стереохимия учит нас, что замещающий радикал или занимает место прежнего, при чем сохраняется оптическая активность соединения, или же происходит рацемизация (т.-е. новая молекула не обладает больше вращательной способностью).

В 1896 г. П. Вальден у при помощи простых химических реакций замещения при действии неорганических реактивов при обыкновенной

температуре удалось совершить переход от одного активного тела к его непосредственному оптическому антиподу без рацемизирования и последующего расщепления.

История этого открытия, представляющая интерес с точки зрения генизиса научного творчества, по словам автора, такова:

В 1891—92 г.г. П. Вальден, работая над изданным совместно с С. А. Bischoff'ом „Handbuch der Stereochemie“ и собирая данные, касающиеся оптического вращения, нашел указание Perkin'a [Journ. Chem. Soc. 53, 695, 701, 708, (1888)], получившего (при действии пятихлористого фосфора на винную кислоту) хлорфумаровую и хлормалеиновую кислоты и приготовившего из них вращающий вправо этиловый эфир. Так как теория Фант-Гоффа об асимметрическом углероде не предусматривала оптической активности ненасыщенных соединений, а Лебель допускал возможность активности таких производных, то проверка данных Perkin'a представляла теоретический интерес.

Опыты Вальдена дали при температурах выше 100°, так и при 50—60°, инактивные продукты, т.-е. хлорфумаровую кислоту наряду с дихлорантарной кислотой.

Вальден заинтересовался вопросом, почему дихлорантарная кислота, образующаяся из активной винной кислоты простым замещением и содержащая два асимметричных углеродных атома, образуется только в инактивной форме. Невозможно ли вообще, или возможно только в исключительных случаях образование активного галоидного соединения при замещении гидроксила асимметричного углерода галоидом.

Или здесь играет роль принципиальный вопрос, затронутый Фант-Гоффом (в 1874 г.) и Hantzsch'ем (1898 г.): достаточна ли разнородность четырех связанных с углеродом групп для оптической активности, или же на возникновение последней влияют и другие факторы, например, природа радикала.

Исходя из левой яблочной кислоты, Вальден при действии пятихлористого фосфора получил сильно вращающую вправо хлорантарную кислоту; замещая в этой правой кислоте хлор гидроксидом, он получил правую яблочную кислоту, представляющую оптический антипод исходного продукта; действуя на последнюю пятихлористым фосфором, он получил левую хлорантарную кислоту—оптический антипод вышеупомянутой кислоты, которая при замене галогена гидроксидом дает левую яблочную кислоту, т.-е. первоначальный исходный продукт.

Автор вспоминает о своих многократных беседах с Фант-Гоффом об этой „аномалии“, при чем последний признавал недостаточность своей теории и многократно советовал: „Предложите сами что-нибудь новое“.

Эмиль Фишер оценил следующим образом этот оптический круговой процесс: „Это открытие после фундаментальных исследований Пастера было самым удивительным наблюдением в области деятельных веществ“. Оно сразу обнаружило два фактора: 1) установление совершенно новых феноменов, практическое значение которых состоит в том, что, наряду с классическим методом расщепления Пастера, они дают новый, независимый метод для непосредственного получения оптических антиподов, и 2) что наше господствующее представление о строении молекул (о действии и расположении валентностей) и о явлениях замещения в молекуле нуждается в изменении и дополнении, так как эти новые феномены находятся в принципиальном противоречии с господствующей теорией. Явление это, возбудившее сразу интерес, не нашло себе объяснения. Оно вновь начинает привлекать к себе

СЕРИЯ «СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ».

Под общей редакцией профессор: А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. А. Костицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича.

При ближайшем участии в редакционной работе: проф. В. М. Арнольди, Т. К. Молодого, проф. В. В. Шарвина и Э. В. Шпольского.

№ 1. К. Фаянс. Радиоактивность и современное учение о химических элементах. Перевод и дополнения Э. В. Шпольского. Москва 1922. Цена в книжных магазинах Госиздата 60 руб.

ПЕЧАТАЮТСЯ:

№ 2. Омоложение. Сборник под редакцией статей проф. Н. К. Кольцова.

№ 3. Э. Розерфорд. Искусственное превращение элементов. Сборник статей.

№ 4. Вейль. Внутренняя секреция. Перевод под редакцией проф. Н. К. Кольцова.

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ:

Гендерсон. Жизнь и среда.

Проф. Ю. А. Кружков. Необратимые процессы и их статистическое толкование.

Э. Борель. Случай. Перевод под ред. В. А. Костицына

Э Фрейндлих. Основы теории тяготения Эйнштейна. Перевод Г. С. Ландсберга, под редакцией проф. В. К. Фредерикса.

Кейт Люкас. Распространение нервного импульса. Перевод И. Л. Кана.

Перрен. Атомы.

Анад. А. П. Павлов. Лик земли и лик луны.

Анад. А. П. Павлов. Вулканизм.

М. В. Павлова. Вымирание животных прошедших геологических эпох.

Анад. П. П. Лазарев. Современные проблемы биологической физики.

А. С. Эддингтон. Строение вселенной и звездные потоки.

СЕРИЯ «КЛАССИКИ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ».

Под общей редакцией профессор: А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. А. Костицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича.

При ближайшем участии в редакционной работе: проф. В. М. Арнольди, Т. К. Молодого, проф. В. В. Шарвина и Э. В. Шпольского.

№ 4. П. Н. Лебедев. Давление света. Под редакцией П. П. Лазарева и Т. П. Кравца.

ПЕЧАТАЕТСЯ:

№5. Гельмгольц. Закон сохранения силы. Перевод и редакция П. П. Лазарева

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ:

Гельмгольц. Скорость распространения возбуждения. Перевод И. Л. Кана.

Кант, Лаплас, Фай, Дарвин, Пуанкаре—Космогонические гипотезы. Под редакцией В. А. Костицына.

Сади Карно. Размышления о движущей силе огня. Под редакцией В. Р. Бурсиана и Ю. А. Круткова.

В. Томсон и Клаузиус. О втором законе термодинамики. Под редакцией В. Р. Бурсиана и Ю. А. Круткова.

Галилей. Разговоры о двух главных мировых системах Птолемея и Коперниковой. Перевод под редакцией А. И. Бачинского.

Джильберт. О магните и магнитных телах. Перевод под редакцией А. И. Бачинского.

Эндрюс. Непрерывность газообразного и жидкого состояния. Перевод Е. Е. Сиротина.

Мендель. Гибриды у растений. Под редакцией Н. К. Кольцова.

Ф. Гальтон. Статьи по евгенике. Под редакцией Н. К. Кольцова.

М. Ломоносов. Физико-Химические работы. Под редакцией Б. Н. Меншуткина.