

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
Б.М. Гессена и
Э.В. Шпольского

Том XV
Выпуск 2
1935



Управление Университетов и Научно-Исследоват. Учреждений НКП, НИС НКТП
ОНТИ НКТП

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
НКТП — СССР

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1935 ГОД

ЖУРНАЛ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ

ОРГАН НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО СЕКТОРА
НАРКОМТЯЖПРОМА

Год издания 6-й

Редколлегия: В. А. Кистяковский, Н. С. Курнаков, Л. В. Писаржевский, А. И. Рабинович, Н. Н. Семенов, Я. К. Сыркин, Я. И. Френкель, А. Н. Фрумкин, Э. В. Шпольский

Программа журнала. Опубликование оригинальных научных исследований из области физической химии. Опубликование исследовательских работ, выполненных в научно-исследовательских институтах. Обзор работ физико-химических конференций.

Журнал рассчитан на научных работников и инженеров.
10 номеров в год.

ПОДПИСНАЯ ЦЕНА:

на год — 25 руб., на 6 мес. — 12 р. 50 к.

ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Орган Управления университетов и научных учреждений Наркомпроса
и Научно-исследовательского сектора НКТП

Отв. редакторы: акад. А. Ф. ИОФФЕ и акад. Д. С. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ
ГОД ИЗДАНИЯ 5-й

ЖУРНАЛ ПЕЧАТАЕТ работы по вопросам применения физики в производстве, освещает последние достижения современной технической физики.

ЖУРНАЛ ОХВАТЫВАЕТ следующие области физики: Электрофизику, Высокочастотную физику, Оплотехнику, Теплотехнику, Техническую акустику, Электроакустику, Вакуумную технику, Физическое испытание материалов, Методику измерений и др.

ЖУРНАЛ РАССЧИТАН на научных работников научно-исследовательских институтов, работников промышленных лабораторий, преподавателей вузов, студентов старших курсов вузов и инженерно-технический персонал.

10 НОМЕРОВ В ГОД

ПОДПИСНАЯ ЦЕНА: на год 25 руб., на 6 мес. 12 р. 50 к. Отдельный номер 2 р. 50 к.

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Физ.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИ ВЕСЬМА НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ*

В. Кеезом, Лейден

Автор дает краткий очерк последних работ Лейденской лаборатории, посвященных тепловым измерениям при температурах жидкого гелия. Он приводит описание установки и нескольких типов термометров сопровления.

Удельная теплоемкость некоторых металлов (например серебра и цинка) при температурах 4—5° К обнаруживает некоторую аномалию — она больше того значения, которое должна была бы иметь, если закон Дебая справедлив. Специальные исследования подтвердили реальность этой аномалии. Высказывается гипотеза, что при столь низких температурах начинает играть заметную роль теплоемкость свободных или квази-свободных электронов.

Удельная теплоемкость сверхпроводящих металлов претерпевает разрыв непрерывности в точке перехода металла в сверхпроводящее состояние. Проверяется уравнение Рутгерса, связывающее этот скачок теплоемкости с изменением магнитного поля с температурой. Так как это уравнение выведено в предположении обратимости процесса перехода в состояние сверхпроводимости, то мы приходим к выводу, что переход в состояние сверхпроводимости — процесс обратимый.

Автором в сотрудничестве с Коком измерялась скрытая теплота, связанная с переходом из состояния сверхпроводимости в нормальное состояние, для случая, когда этот переход совершается в магнитном поле; получены результаты, подтверждающие гипотезу обратимости перехода в сверхпроводящее состояние. Расхождения, обнаружившиеся при эксперименте, объясняются тем, что не весь образец переходил в сверхпроводящее состояние.

Автор приводит затем сводку работ по уравнению состояния жидкого гелия. Сводка дается в виде диаграммы (энтропия — температура). Диаграмма ясно показывает, что переход жидкого гелия I в жидкий гелий II — переход 2-го рода, т. е. переход, совершающийся без затраты тепла. Плотность непрерывно переходит из состояния I в состояние II; теплоемкость же, сжимаемость, термические коэффициенты расширения и давление претерпевают скачки. В заключение автор разбирает методику установления температурной шкалы ниже 0,9° К, заключающуюся в комбинировании адиабатического размагничивания и калориметрических наблюдений.

1. Введение

В 1912 г. в Лейденской криогенной лаборатории начались исследования тепловых свойств тел при низких температурах. Первые измерения относились к теплотам испарения кислорода и водорода, затем последовали измерения теплоемкостей ряда металлов.

* Journ. de Physique, V, № 7, 1934. Доклад, читанный во Французском физическом обществе 10 апреля 1934 г.

Благодаря работам Бейн¹, Дьюара² и, главным образом, Нернста³ и его школы уже было известно, что теплоемкость тела заметно уменьшается с уменьшением температуры. Эйнштейн⁴, исходя из представлений Планка о квантовом характере энергии, дал объяснение этому экспериментальному факту; немного позже Дебай⁵ придал теории теплоемкости однородных твердых тел ту ее форму, которая и до сих пор является основой для любой теории теплового движения в кристаллических решетках.

Можно было предвидеть, что тепловые измерения при низких температурах смогут выявить ряд явлений и закономерностей, важных для понимания свойств кристаллических решеток твердых тел, а также и строения жидкостей, поскольку таковые еще существуют при столь низких температурах.

В самые последние годы мы пришли к заключению, что подобные исследования смогут разъяснить нам, что совершается внутри атомов, в частности при процессах, связанных с переходами с одного уровня энергии на другой.

Мне бы хотелось изложить здесь, в очень краткой форме, некоторые результаты, полученные в этой области Лейденской лабораторией.

2. Методика

Согласно методам, выработанным Нернстом и Эйкенем⁶, определенной массе исследуемого вещества, возможно наилучшим образом термически изолированной, сообщается известная порция энергии, обычно посредством электрического тока; затем измеряется повышение температуры. Чтобы исключить изменения в сопротивлении, происходящие от деформации сосуда при резких изменениях температуры (охлаждение), термометры сопротивления подвешивались в атмосфере гелия, а не впаивались в сосуд. Опыт тем не менее показывает, что термометр сразу же принимает температуру исследуемой массы. Само собой разумеется, что теплоемкость печки измерялась отдельно.

Для тепловой изоляции сосуда он подвешивался в вакууме. Вакуум создавался мощным насосом. Сосуд охлаждался небольшим количеством газообразного гелия; этот гелий перед началом калориметрических измерений выкачивался тем же насосом. В последние годы нами была выработана специальная методика, избавившая нас от необходимости вводить гелий. Это очень важное обстоятельство, так как введение гелия вызывало некоторые опасения, к которым я еще вернусь.

При этих измерениях очень трудно обеспечить удовлетворительную тепловую изоляцию, так как вблизи абсолютного нуля теплоемкости тел очень малы. Коку⁷ и автору удалось выработать методику, позволяющую вычислять теплоемкости по отсчетам термометра даже в том случае, когда термическая изоляция была неполной. Я не буду останавливаться сейчас на деталях этой методики.

Остановимся вкратце на термометрах сопротивления, которыми мы пользовались. Платиновые или золотые термометры, употребляемые обычно, не могут быть использованы при температурах жидкого гелия, так как их сопротивления становятся практически постоянными. Нельзя также пользоваться и свинцовым термометром — при столь низких температурах свинец становится сверхпроводящим. Константан, наоборот, является очень подходящим материалом, хотя при температурах ниже 7°K он менее чувствителен, чем фосфористая бронза. Эта последняя зато не может быть использована для более высоких температур, так как кривая ее сопротивления начиная с 7°K идет горизонтально. На рис. 1 приведена кривая сопротивления образца такой бронзы начинающей с $0,75^{\circ}\text{K}$.

Термометр из фосфористой бронзы имеет, однако, свои недостатки: падение сопротивления этого сплава, по всей вероятности, вызвано присутствием в нем небольших количеств свинца. Слои или тонкие нити свинца начиная с $7,2^{\circ}\text{K}$ становятся сверхпроводящими и уменьшают сопротивление. Это значит, что сопротивление будет зависеть от плотности измеряемого тока и, что еще более существенно, от приложенного магнитного поля. Последнее обстоятельство представляет большие неудобства в том случае, когда могут образовываться остаточные циркулирующие токи.

Действительно, тогда неизвестна напряженность магнитного поля, в котором находится термометр. Очень желателен поэтому был бы термометр, отсчеты которого не зависят от магнитного поля. Совсем недавно нами было обнаружено, что сопротивление церия еще заметно меняется при температурах жидкого гелия и почти не зависит ни от плотности тока ни от магнитного поля. На рис. 2 приведена кривая сопротивления церия в функции температуры. Вблизи $1,15^{\circ}\text{K}$ имеется некоторое искривление, происходящее, вероятно, от небольшого количества алюминия, присутствующего в церии. К сожалению, церий очень плохо поддается обработке и легко окисляется. Из него очень трудно приготовить тонкую проволоку, обладающую достаточным сопротивлением. Кроме того, к церию трудно присоединить провода, необходимые для измерения сопротивления. Впрочем, это все затруднения эксперимен-

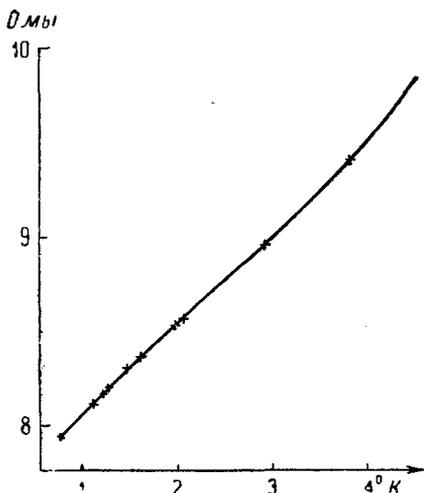


Рис. 1. Сопротивление фосфористой бронзы

тального порядка, которые, надо надеяться, смогут быть устранены.

На рис. 3 приведена зависимость сопротивления от температуры для магния. Как видим, для температур жидкого гелия зависимость очень резкая. Следует отметить, что сопротивление с понижением температуры заметно растет. Повидимому, магний может служить очень чувствительным термометром. Мы еще не успели промерить,

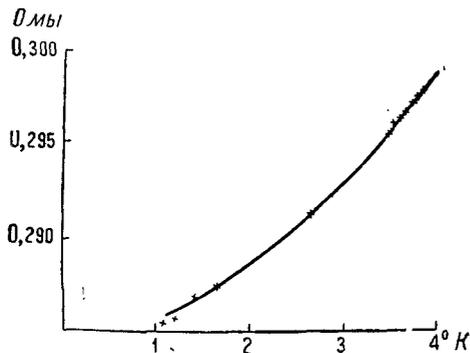


Рис. 2. Сопротивление церия

зависит ли его сопротивление от плотности протекающего тока и от магнитного поля.

3. Удельная теплоемкость металлов

Вообще говоря, металлы очень хорошо следуют формуле Дебая, принимающей для низких температур следующий вид

$$c = \beta \frac{T^3}{\Theta^3},$$

где β — константа, Θ — определенная температура, называемая температурой Дебая, c — атомная теплоемкость. Мы обнаружили не-

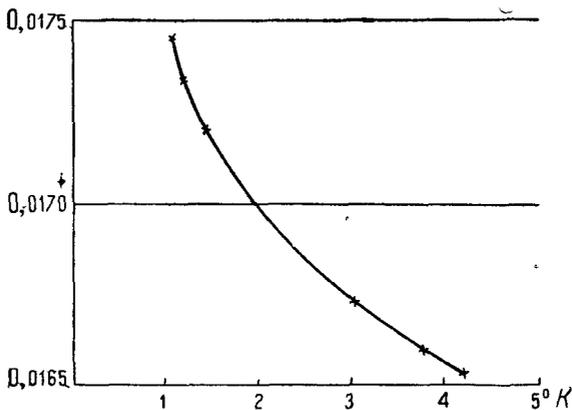


Рис. 3. Сопротивление магния

сколько незначительных отклонений от этой формулы, на которых здесь не стоит останавливаться. При весьма же низких температурах (вблизи 4—5° K) были обнаружены очень интересные отступления. На рис. 4 приведены значения $T\sqrt[3]{c}$ для различных металлов в функции температуры. Если бы формула Дебая была справедлива, то на диаграмме должны были бы получиться прямые линии. Кривые

для некоторых металлов дают очень заметный изгиб в области весьма низких температур. На рис. 5 приведена аналогичная кривая для серебра в большем масштабе.

Эти данные совершенно неожиданны — ведь ожидалось, что именно при низких температурах теория Дебая должна наилучшим образом совпадать с экспериментом. Поэтому естественно было задаться вопросом — не являются ли полученные результаты следствием каких-нибудь экспериментальных ошибок?

Можно ручаться, что в этих опытах никакой грубой ошибки нет. Только одно обстоятельство могло вызвать некоторые сомнения в справедливости полученных данных — это присутствие газообразного гелия, введенного во время охлаждения образца до начала калориметрических измерений. Можно было предполагать, что металл адсорбировал слой гелия, и этот поглощенный гелий, испаряясь с поверхности ме-

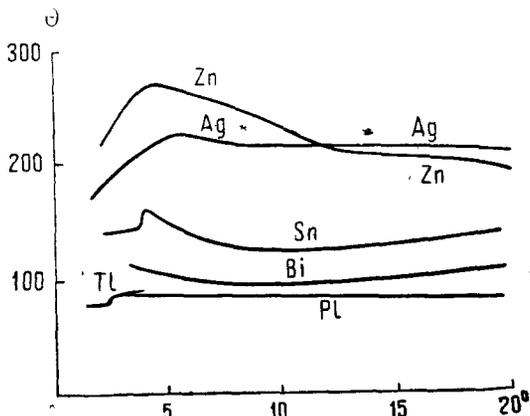


Рис. 4. Значение $\theta = T^3/\sqrt{c}$ как функции температуры

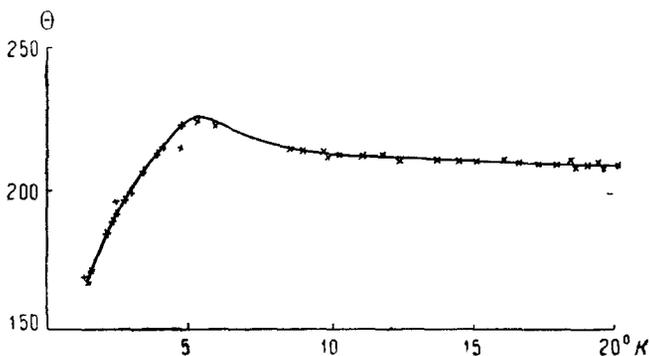


Рис. 5. Значение $\theta = T^3/\sqrt{c}$ для серебра

талла, поглощал некоторое количество тепла, вызывая кажущееся увеличение теплоемкости. Я позволю себе сослаться на работу⁸, где приведены рассуждения, опровергающие эту возможность. Все же мы считали необходимым специально исследовать этот вопрос.

Во-первых, мы произвели ряд опытов с образцом цинка с меньшей поверхностью, т. е. большей массы. Было обнаружено, что в этом случае, действительно, теплоемкость единицы массы была немного больше. Следовательно, теплота испарения измерима, но она оказалась значительно меньшей той, которая требовалась для объяснения эффекта.

Во-вторых, мы выработали методику охлаждения образца, не требующую присутствия гелия. Установка изображена на рис. 6. Исследуемый образец подвешен в вакууме на нити А. Он может быть опущен до соприкосновения с серебряным полированным конусом В, составляющим часть кожуха. Давление, которое производит образец на конус благодаря своему весу, уже достаточно для отвода тепла, необходимого при охлаждении образца. Правда, при такой методике требуется 5 час., чтобы образец принял температуру жидкого водорода. Начиная же с этой температуры, благодаря низким значениям теплоемкости (при низких температурах) охлаждение идет быстрее (15 мин.).

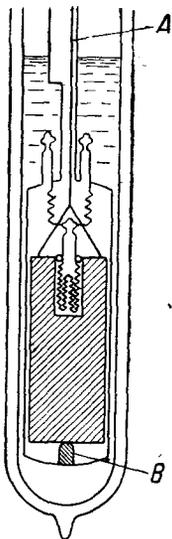


Рис. 6. Установка для охлаждения контактом В

Все данные, полученные при таких условиях для серебра, полностью подтвердили наши прежние опыты и заставляют нас считать отступления от закона Дебая при весьма низких температурах доказанными.

Кривые для Θ как функции T , приведенные на рис. 4, имеют тенденцию сойтись в одну точку при весьма низких температурах. Если это действительно верно, то это означает, что атомные теплоемкости приближаются к некоторому значению, не зависящему от природы металла, т. е. не определяемому атомным весом и межмолекулярными силами, как это имеет место для теплоемкостей при более высоких температурах.

Заметим, что объяснение отступлений от закона Дебая, данное Симоном⁹, не может быть использовано в этом случае (Симон подсчитывал квантовые переходы с одного энергетического уровня на другой, что объясняет некоторые отступления от закона Дебая), так как эти отступления значительно меньше, чем те, для которых справедливы поправки Симона. Следовало бы допустить, что только очень небольшая часть атомов совершает такие переходы, но это мало правдоподобно.

Была предложена заманчивая гипотеза, что при столь низких температурах начинает играть заметную роль теплоемкость свободных электронов. Задачей теоретиков теперь является выработать такую теорию металлов, чтобы можно было количественно проверить это предположение. С экспериментальной точки зрения очень интересно было бы промерить теплоемкости плохих проводников тепла при столь низких температурах.

4. ТЕПЛОЕМОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МЕТАЛЛОВ

Теплоемкость сверхпроводников показывает, что электропроводность как-то влияет на теплоемкость металла. Для олова, например, Фан-ден-Энде ¹⁰ и автором было обнаружено, что теплоемкость претерпевает очень резкий скачок, может быть даже разрыв непрерывности в точке перехода в сверхпроводящее состояние, т. е. теплоемкость для температур чуть выше точки перехода больше, чем для температур чуть ниже. Совместно с Коком ¹¹ автору удалось подтвердить и уточнить эти результаты, измеряя теплоемкости при

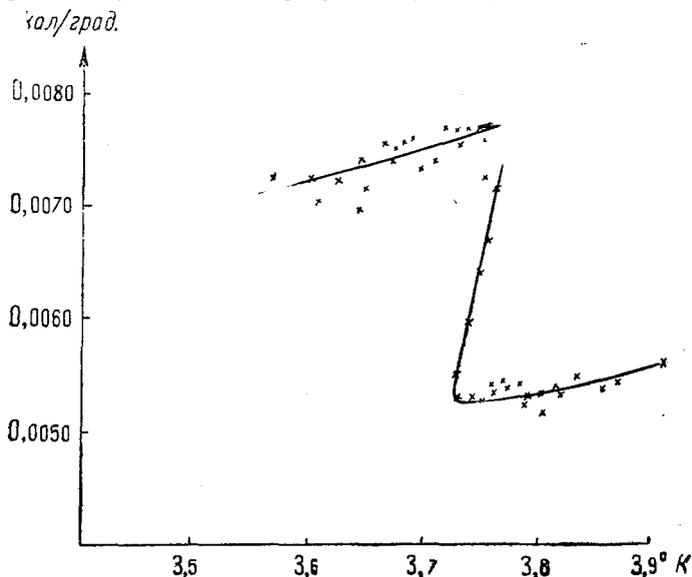


Рис. 7. Атомная теплоемкость олова

нагревах образца порядка $0,01^\circ$. Полученные данные приведены на рис. 7. Атомная теплоемкость олова испытывает скачок с 0,0078 до 0,0054 при прохождении точки перехода. В самое последнее время проведенные автором совместно с Коком ¹² исследования теплоемкости таллия показали, что при $2,36^\circ \text{K}$ в точке перехода таллия в сверхпроводящее состояние атомная теплоемкость таллия падает с 0,0132 до 0,0118.

Рутгерс ¹³ вывел уравнение, связывающее падение теплоемкости с изменением температуры перехода в сверхпроводящее состояние под влиянием магнитного поля. В табл. 1 приведены теоретические и экспериментальные данные для этого скачка; мы видим, что эксперимент очень хорошо подтверждает теоретические данные.

Уравнение Рутгерса было выведено термодинамически для перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, т. е. не сверхпроводящее, и обратно, при условии обратимости процесса. До

ТАБЛИЦА 1

$$\text{Уравнение Рутгерса } \left(\frac{dH}{dT}\right)^2 = \frac{4\pi\Delta c}{TV}$$

Вещество	$T^\circ\text{K}$	$\text{см}^3/\text{моль}$	гаусс/ $^\circ\text{K}$	кал/ $^\circ\text{K}$ моль	кал/ $^\circ\text{K}$ моль
Олово	3,71	8,37	151,2	0,00229	0,0024
Таллий	2,36	16,9	137,4	0,00144	0,00148

самого последнего времени, однако, никто не считал такие переходы обратимыми. Опыты Мейсснера и Оксенфельда¹⁴ заставили изменить этот ортодоксальный взгляд.

Остаточные токи, свободно существующие в сверхпроводящем металле, как известно, затухают при нагревании металла. Цитированные опыты подтвердили справедливость предположений Гортера и Казимира¹⁵ о возможности возникновения остаточных циркулирующих токов в металле, помещенном в магнитное поле, при охлаждении металла ниже точки перехода. Такая трактовка вопроса уменьшает затруднения, связанные с обратимостью процесса перехода в сверхпроводящее состояние. Мы не будем утверждать, что она окончательно эти затруднения устраняет.

Во всяком случае, если указанное явление существует и если переход в сверхпроводящее состояние имел место в магнитном поле, то будет замечено некоторое поглощение тепла. Если же знак процесса обратный, то некоторое количество тепла выделится. Обозначим это количество тепла через r и будем называть его теплом перехода. Рассмотрим изменение энтропии и посмотрим, имеет ли место равенство

$$\Delta S = \frac{r}{T}.$$

Если это равенство справедливо, мы скажем, что переход действительно был обратимым.

При таком способе рассуждения справедливость уравнения Рутгерса показывает, что процесс перехода обратим не только в случае магнитного поля, равного нулю, но и в случае слабых магнитных полей. Более точно, $\frac{d^2\sigma}{dT^2} = 0$ для $H = 0$, если через σ обозначить разность $\Delta S - \frac{r}{T}$.

Коком¹⁶ и автором исследовалось поведение таллия в постоянном магнитном поле. Результаты серии таких наблюдений приведены на рис. 8. Эти измерения дали нам возможность вычислить для некоторого интервала температур разницу в атомных теплоемкостях для случая, когда металл находится в сверхпроводящем состоянии, и для случая, когда присутствие магнитного поля препятствует возникновению сверхпроводимости. Из термодинамики известно, что

разность свободных энергий в этом интервале температур, взятая для двух состояний металла, равна энергии, вызываемой магнитным полем в теле, при неизменном условии, что переход обратим. Это дает нам возможность убедиться в обратимости процесса для конечных магнитных полей. Эксперимент дал утвердительный ответ на этот вопрос. Измерения производились в полях, доходивших до 60 гаусс.

Мы уже упоминали о скрытой теплоте перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Этот вопрос был темой дискуссии на конгрессе Сольвэй¹⁷ в 1924 г. Учитывая обратимость перехода, можно вывести соотношения, связывающие величину скрытой теплоты с температурным наклоном кривой критического магнитного поля. Из этого соотношения^{*} следует, что теплота перехода должна

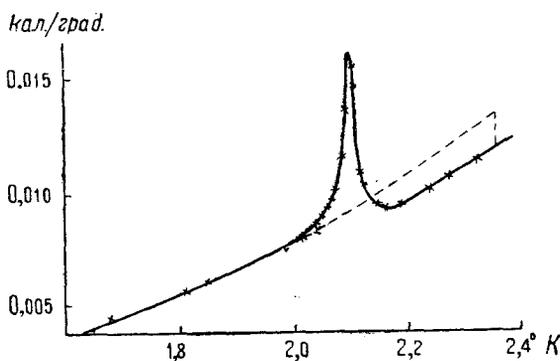


Рис. 8. Кажущаяся атомная теплоемкость таллия в магнитном поле в 33,6 гаусс

равняться нулю, если переход совершается в поле, равном нулю. Это следствие было проверено очень тщательным образом в наших работах с оловом и затем подтверждено результатами с таллием; для таллия же нам удалось показать наличие этой теплоты для перехода в магнитном поле. Нами были промерены величины теплоты перехода в двух разных магнитных полях.

Если сравнить эти экспериментальные данные с термодинамическими, то можно обнаружить некоторое расхождение. Возможная причина этого расхождения такова: применяя к данному случаю принципы термодинамики, мы предполагаем, что при прохождении значения критического магнитного поля при понижающейся температуре весь металл переходит в состояние сверхпроводимости, как однородное тело. Но мы имеем основание предполагать, что в наших опытах переход совершался сразу лишь в некоторой части исследуемого образца. Я не буду вдаваться в дальнейшие подробности.

Мы видим, что тепловое исследование состояния сверхпроводимости, которое еще только нарождается, обещает как-будто дать очень многое для понимания процессов, протекающих в сверх-

проводниках. Отметим, что мы произвели ряд калориметрических измерений над сверхпроводящим таллием при изменяемых магнитных полях, что вызывало в металле измеримые остаточные токи. Я надеюсь, что нам в скором времени удастся опубликовать результаты этих работ, в которых исчезновение циркулирующих остаточных токов связано с тепловыми эффектами.

5. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОвого СОСТОЯНИЯ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

В 1924 г. Камерлинг-Оннес и Бокс¹⁸ обнаружили интересную аномалию в кривой плотности жидкого гелия как функции температуры около точки $2,19^\circ\text{K}$ (рис. 9). В 1927 г. Вольфке¹⁹ и автор

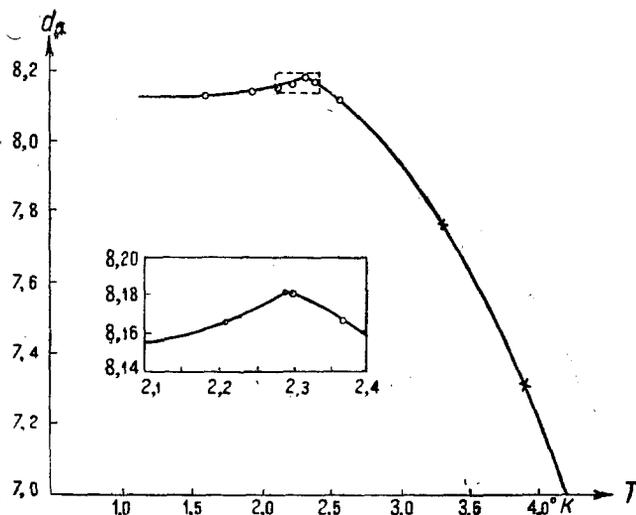


Рис. 9. Плотность жидкого гелия, находящегося под давлением своих паров, насыщающих пространство (К. Оннес и Бокс)

исследовали ряд свойств гелия вблизи этой температуры и пришли к заключению, что следует различать два отдельных состояния жидкого гелия: состояние I—выше температуры $2,19^\circ$ и состояние II—ниже $T = 2,19^\circ\text{K}$. Новый свет на эти явления был пролит в 1932 г. работами автора и Клузиуса²⁰ над теплоемкостью жидкого гелия. Результаты приведены на кривой рис. 10. Ясно видны быстрое возрастание теплоемкости и последующий резкий обрыв при температуре $2,19^\circ$. Кривая напоминает греческую букву λ ; поэтому эта точка, по предложению Эренфеста, называется лямбда-точкой.

На рис. 11 приведены данные новейших работ автора и М^{11е} Кеезом²¹, в которых нагревания были порядка всего лишь $0,01^\circ$ для того, чтобы можно было ближе подойти к λ -точке. Основные выводы из этих работ таковы.

Переход жидкого гелия из состояния II в состояние I в λ -точке происходит без всякого выделения скрытой теплоты, но сопровождается скачком теплоемкости от значения в 3,0 до значения 1,1,

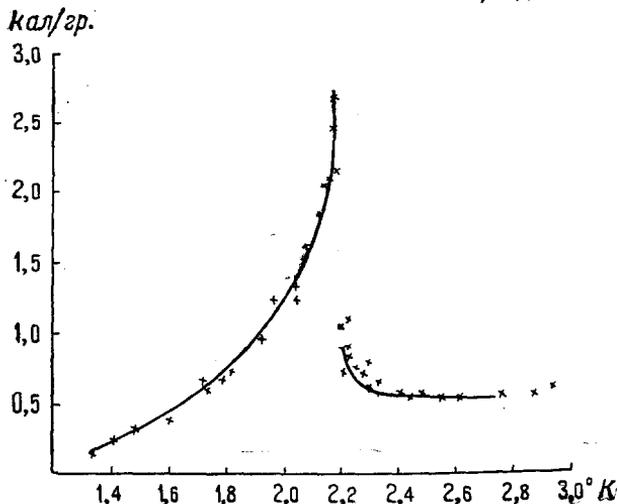


Рис. 10. Теплоемкость жидкого гелия, находящегося под давлением своих паров

происходящем, судя по точности эксперимента (порядка тысячных долей градуса), мгновенно.

Серия измерений была проведена под повышенным давлением, порядка 19 ат *. Был обнаружен такой же скачок теплоемкости, но при другой температуре, что вполне соответствует данным, полученным Клузиусом²² и автором, исследовавшими смещение λ -точки под влиянием давления. В связи с этими результатами М^{lle} Кеезом²³ и автором было предпринято измерение плотности гелия в зависимости от температуры и давления. На рис. 12 приведены результаты этих измерений в виде p, T -диаграммы. Можно заметить кривую давления для насыщающих паров, кривую затвердевания и

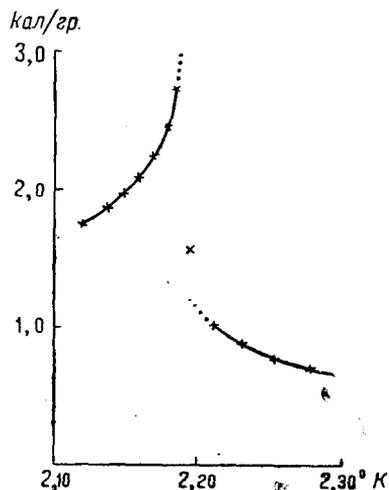


Рис. 11. Скачок теплоемкости жидкого гелия

* Эта работа не была напечатана, так как была обнаружена экспериментальная погрешность—сосуд с жидким гелием не был герметически закрыт.

λ -кривую — геометрическое место λ -точек, отделяющих область гелия II от гелия I. Прочие линии—это изохоры, т. е. кривые равных плотностей. Я не буду останавливаться на других интересных данных, которые могут быть почерпнуты из этой диаграммы. Заметим только, что изохоры пересекаются с λ -кривой под некоторым углом. Это означает, что термический коэффициент давления имеет в этом месте разрыв непрерывности. На рис. 13 приведены изобары в координатах p, T (плотность—температура). Мы видим, что коэффициент расширения также претерпевает скачок. Следовательно, такой же скачок должен иметь и коэффициент сжимаемости.

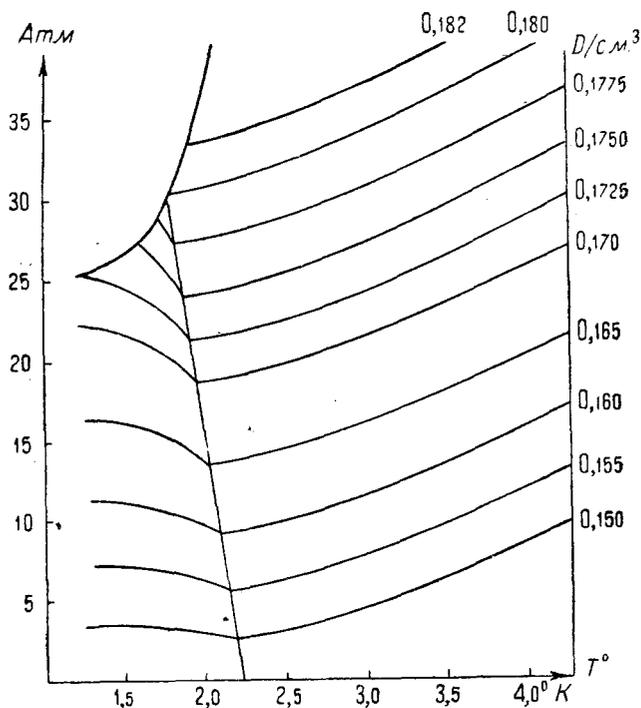


Рис. 12. Изохоры жидкого гелия на p, T -диаграмме

λ -кривая имеет вид кривой перехода из одной фазы в другую на диаграмме состояний. Однако есть и существенные отличия. Для обыкновенного перехода весь ход кривой связан со скрытой теплотой. Как мы это уже отмечали, для случая λ -кривой это не так—при этом переходе скрытая теплота равна нулю. С другой стороны, данный переход связан со скачками теплоемкости, коэффициентов расширения, давления и сжимаемости. Поэтому мы имеем все основания рассматривать этот переход как переход из одной фазы в другую. Для того чтобы отличить эти переходы от обыкновенных, Эренфест²⁴ предложил следующую терминологию: переходы из одной фазы

в другую, при которых первые производные от термодинамического потенциала, т. е. энтропия и объем, претерпевают скачки, называются переходами 1-го рода; переходы же, при которых первые производные от потенциала остаются непрерывными, тогда как вторые производные прерывны, называются переходами 2-го рода. По этой терминологии переход жидкого гелия в газообразную или твердую фазы — переход 1-го рода, переход жидкого гелия II в жидкий гелий I — переход 2-го рода.

Переходов 2-го рода мы знаем уже несколько; так например Клузиус и Перлих²⁵ очень детально изучили переход 2-го рода в метане.

Для переходов 1-го рода термодинамика дает соотношение между наклоном кривой перехода в координатах p, T с одной стороны и скачками энтропии и объема с другой — это уравнение Клапейрона — Клузиуса. Аналогичным путем для переходов 2-го рода можно получить два уравнения, которые свяжут наклон кривой с соответствующими скачками (рис. 14).

Приведем одно из них:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{II} dp + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{II} dT = \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{I} dp + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{I} dT,$$

откуда

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\lambda} = \frac{\Delta \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p}{\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p} = \frac{\Delta C_p}{TV \Delta \alpha}.$$

Это уравнение было проверено для гелия, находящегося под давлением насыщенного пара; по наклону λ -кривой и скачку теплоемкости можно вычислить скачок коэффициента расширения; рис. 15 показывает, что вычисленная величина совпадает с данными, полученными из измерений Камерлинг-Оннеса и Бокса.

Наконец, кривая рис. 16 подытоживает на энтропийной диаграмме все экспериментальные данные для жидкого гелия. Эта диаграмма отличается от обычных энтропийных диаграмм тем, что она как бы сложена вдоль λ -кривой, т. е. в некоторой области две половины диаграммы как бы наложены друг на друга. Я не буду выводить из

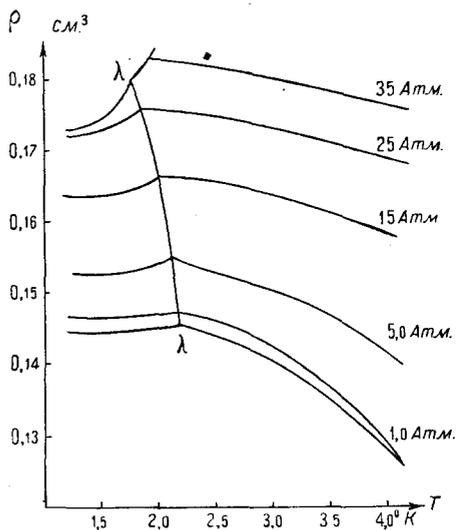


Рис. 13. Изобары жидкого гелия на p, T -диаграмме

диаграммы всех тех особенностей жидкого гелия, о которых говорилось выше.

Напршивается вопрос — можно ли как-нибудь объяснить, что происходит при переходе 2-го рода? Для метана и некоторых других веществ Паулинг²⁷ предполагает, что свободное вращение молекул или частей молекул заменяется при понижении температуры враща-

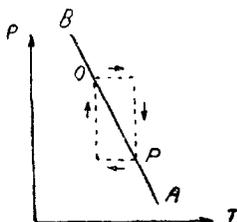


Рис. 14. Связь наклона λ -кривой со скачками теплоемкости и коэффициента термического расширения

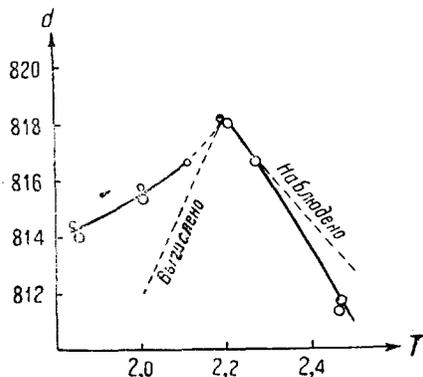


Рис. 15. Проверка соотношений между наклоном λ -кривой и скачками теплоемкости и коэффициента расширения по измерениям К. Оннеса и Бокса над плотностью гелия

тельными колебаниями. Для гелия эта гипотеза не годится. Я позволю себе высказать такое объяснение²⁸: жидкий гелий, пе-

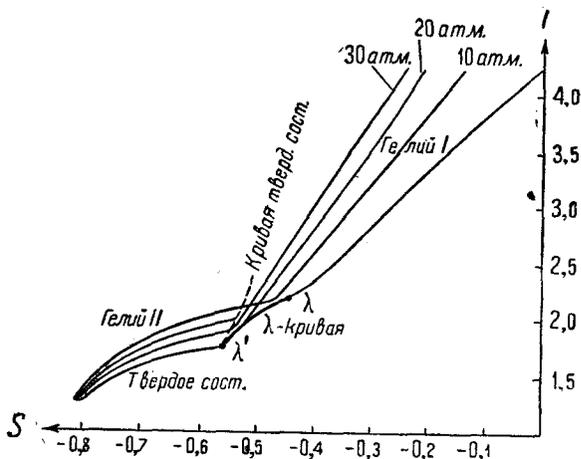


Рис. 16. Энтропийная диаграмма жидкого гелия

ресекая λ -кривую при понижающейся температуре, переходит в квазикристаллическое состояние; атомы гелия более или менее регулярно располагаются в решетке, но решетка не остается твердой,

как в кристаллах, а скорее является текучей. Решетка будет оставаться правильной только в отдельных элементах объема, где число атомов невелико и постоянно меняется.

Я должен сразу же сознаться, что не могу высказать никаких доказательств справедливости этой гипотезы, не могу также вывести из нее каких-либо предсказаний, которые могли бы быть впоследствии проверены на опыте. Вот еще одна задача, оставляемая нами для теоретиков.

6. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА [для температур ниже $0,9^{\circ}\text{K}$

В заключение я сделаю еще одно замечание. До температуры $0,9^{\circ}\text{K}$ температурная шкала была установлена при помощи гелиевого термометра. При более низких температурах гелием пользоваться уже практически невозможно, так как он адсорбируется на поверхности сосуда термометра. Шмидтом²⁹ и автором эта адсорбция специально изучалась для того, чтобы выяснить как можно ее исключить — предполагалось, например, окружать термометр прослойкой благородного газа. Однако из попыток такого рода ничего хорошего не получилось.

Направивается вопрос — каким же образом можно установить температурную шкалу для области весьма низких температур, где гелиевый термометр не может быть использован?

В настоящее время мы изучаем термометр, основанный на законах термомолекулярных явлений. Кроме того, можно установить температурную шкалу и другим путем.

Де-Гааз, Вирсма и Крамерс³⁰, а также Джоик³¹ показали, что адиабатическое размагничивание некоторых парамагнитных солей дает возможность получить ультранизкие температуры, что впрочем было предсказано еще в 1926 г. Дебаем и независимо от него Джоиком в 1927 г.

Предположим, что мы совершаем адиабатические размагничивания один раз при начальных условиях T и H , другой — при T и $H + \Delta H$ (рис. 17). При помощи надлежащего термоскопа мы отмечаем получившиеся отсчеты, соответствующие температурам T' и $T' + \Delta T'$. Если мы знаем, как зависит намагничивание данной парамагнитной соли от магнитного поля для температуры T , то может быть вычислено соответствующее dS . Измерим теперь калориметрически, какое количество dQ тепла необходимо для нагрева охлажденного тела от T' до T . Тогда температура по шкале Кельвина выразится так:

$$T' = \frac{dQ}{dS}.$$

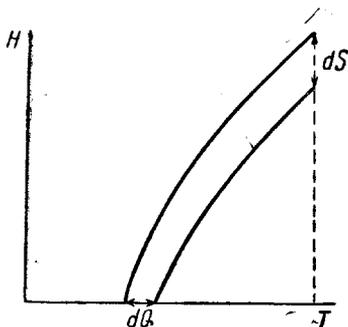


Рис. 17. Установление температурной шкалы для ультранизких температур

Конечно, такое установление термометрической шкалы очень трудно провести экспериментально. Но все затруднения, которые здесь возникают, не кажутся мне непреодолимыми, во всяком случае для части рассматриваемого температурного интервала.

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Behn, Ann. Phys. Chem., **66**, 237, 1898; Ann. Phys., **1**, 257, 1900.
2. J. Dewar, Proc. Roy. Soc., March 25, 1904; A **36**, 325, 1905.
3. W. Nernst, Koreff, Lindemann, Sitz. Ber., Berlin, 247, 262, 306, 1910; Ann. d. Phys., **36**, 395, 1911.
4. A. Einstein, Ann. d. Phys., **22**, 180, 800, 1907.
5. P. Debye, Ann. d. Phys., **39**, 789, 1912.
6. A. Eucken, Phys., Z., **10**, 586, 1910.
7. W. Keesom u. J. Kok, Com. Leiden, No 219e, 1932.
8. W. Keesom Z. Ges. Kälteindustrie, **40**, 49, 1933.
9. F. Simon u. R. Bergmann, Z. Physik. Chem., **8**, 255, 1930.
10. W. Keesom, Com. Leiden, No 219b, 1932.
11. W. Keesom u. Kok, Com. Leiden, No 221e, 1932.
12. W. Keesom u. Kok, Com. Leiden, No 230c. 1934.
13. A. Rutgers см. Ehrenfest — Com. Leiden Suppl., No 75b, 1933.
14. Meissner u. Ochsenfeld, Naturwiss., **21**, 787, 1933.
15. Gorter et Casimir, Physica, **1**, 305, 1934.
16. Keesom u. Kok, Com. Leiden, No 230c. 1934.
17. Rapp, Cons. de Physique Sol., p. 288, 1924.
- 17a. См. Com. Leiden, No 232a, 1934.
18. Kamerlingh-Onnes et Boks, Com. Leiden, No 170b, 1924.
19. Wolfke u. Keesom, Com. Leiden, No 190a, 1927, No 192a, 1906 u. 1928.
20. Keesom u. Clusius, Com. Leiden, No 219e, 1932.
21. Keesom u. M^{lle} Keesom, Com. Leiden, No 221d, 1932.
22. Keesom u. Clusius, Com. Leiden, No 216b, 1931.
23. Keesom u. M^{lle} Keesom, Com. Leiden, No 224d, g, 1933; Suppl., No 76b, 1933.
24. Ehrenfest, Com. Leiden Suppl., No 75b, 1933.
25. Clusius u. Perlich, Z. physik. Chem., **24**, 13, 1933.
26. Keesom, Com. Leiden Suppl., No 75a, 1933.
27. Pauling, Phys. Rev., (2) **36**, 430, 1930.
28. Keesom, Com. Leiden Suppl., No 71e, 1932.
29. Keesom u. Schmidt, Com. Leiden, No 226a, 1932.
30. W. de Haas, Wiersma, Kramers, Physica, **1**, 175, 1933; Naturwiss., **24**, 467, 1933.
31. Giauque a. Mac Dougall, Phys. Rev., (2) **43**, 768, 1933.

МАГНИТНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ВЕСЬМА НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУР **П. Дебай, Лейпциг*

Не так давно наименьшая достигнутая температура составляла $0,7^{\circ}\text{K}$. Для достижения этой точки температурной шкалы потребовалось сначала сжижить, а затем по возможности быстро испарять гелий — газ, конденсация которого достигается с наибольшим трудом. Другие газы, у которых силы взаимного притяжения молекул еще меньше, чем у гелия, непригодны для указанной цели. По техническим условиям едва ли возможно производить откачку более быстро, чем это делал Кеезом ¹, достигнувший вышеуказанной температуры $0,7^{\circ}$. Поэтому представляется целесообразным обратиться к другим — не механическим — методам, которые позволили бы еще больше приблизиться к абсолютному нулю.

Каммерлинг-Оннесом и его сотрудниками было показано, что в сульфате гадолиния при температурах жидкого гелия наблюдается весьма резко выраженное явление парамагнитного насыщения; далее было установлено, что кривая намагничивания в этом случае может быть с очень большим приближением определена при помощи классической теории Ланжевена. Оба эти обстоятельства побудили меня рассмотреть это явление с точки зрения тепловой теоремы Нернста. Согласно формуле Ланжевена насыщение при возрастании поля должно достигаться относительно медленно (разность между намагничиванием при насыщении и намагничиванием в поле напряженности H при температуре T обратно пропорциональна лишь первой степени отношения H/T^2). Отсюда следует, что энтропия намагниченного тела при приближении к абсолютному нулю логарифмически возрастает до бесконечно-больших значений. Но это противоречит теореме Нернста, вследствие чего приходится допустить, что в достаточно сильных полях или при достаточно низких температурах ход кривой намагничивания уже не может быть выражен функцией Ланжевена. Как известно, причины неприменимости классической теории следует искать в том, что по Ланжевону могут существовать всевозможные ориентации элементарных магнитов относительно поля. По квантовой теории существует

* Доклад на X Германском съезде физиков. Опубликовано в *Physik. Z.*, **35**, 923, 1934. Обзор вопроса см. у Мейсснера, *Physik. Z.*, **35**, 303, 1934. Перевод Н. Н. Малова.

лишь конечное число уровней магнитной энергии; отсюда следует, что в этом случае теоретически определенная кривая намагничения будет более близка к действительности и что при насыщении будет существовать лишь конечная разность энтропий между состоянием насыщения при абсолютном нуле и какой-либо другой температуре.

Для вопроса, рассматриваемого в настоящем докладе, более важным является другое следствие. Чем больше тело приближается по своим свойствам к тому, что предсказывает классическая теория, тем легче, выбрав соответствующую методику эксперимента, при помощи этого тела приблизиться к абсолютному нулю. Поэтому возникает идея попытаться проникнуть в область весьма низких температур, более низких, чем получаемые при испарении гелия, пользуясь процессом размагничения. Расчет показывает, что на этом пути можно ожидать весьма благоприятных результатов.

Идею метода и границы его приложения легче всего уяснить, сопоставляя свойства парамагнитного тела со свойствами газа. По первому принципу термодинамики изменение энергии u (расчитанное на 1 г) равно сумме подведенного количества тепла и произведенной над телом работы:

$$du = \delta q + \delta a.$$

Если желательно, чтобы тело, производящее работу, по возможности уменьшило свою энергию, то следует позаботиться о том, чтобы ему не сообщалось тепловой энергии; поэтому процесс должен быть адиабатическим ($\delta q = 0$). Так как работа механического процесса равна $p dv$ (p — давление, v — объем), то придется пользоваться адиабатическим расширением. При этом энергия уменьшится, однако поставленная нами цель еще не будет достигнута. Дело в том, что энергия u является, вообще говоря, функцией объема v и температуры T ; при этом пока еще не ясно, какая из этих переменных более важна. Как известно, термодинамика дает соотношение между „калорическим“ состоянием равновесия, определяющим энергию в функции объема и температуры, и „термическим“ состоянием равновесия, позволяющим определить давление, как функцию тех же переменных. Это соотношение выражается уравнением:

$$\frac{\partial u}{\partial v} = T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{p}{T} \right).$$

Для идеального газа, у которого $\frac{p}{T}$ зависит только от объема, получается

$$\frac{\partial u}{\partial v} = 0.$$

Таким образом в этом случае объем вообще не входит в выражение энергии; поэтому если энергия меняется благодаря совершен-

нию работы, то это изменение происходит исключительно за счет изменения температуры.

Все это давно хорошо известно; но эти хорошо известные вещи могут быть приложены также к интересующему нас случаю адиабатического размагничения. Действительно, если σ есть магнитный момент единицы массы, возникающий в поле \mathbf{H} , то

$$\delta a = \mathbf{H} d\sigma,$$

и выражение для изменения энергии

$$du = \delta q - pdv,$$

которое было справедливо для случая меняющегося объема, может быть заменено аналогичным выражением для намагничения:

$$du = \delta q + \mathbf{H} d\sigma.$$

Здесь намагничение σ играет роль объема, а напряженность поля фигурирует вместо давления, считаемого отрицательным. Поэтому должно быть справедливо также и соотношение:

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\mathbf{H}}{T} \right).$$

Как известно, неоднократно устанавливалось, что до самых низких достигнутых температур намагничение является функцией только отношения $\frac{\mathbf{H}}{T}$.

Теория Ланжевена требует выполнения этого соотношения, но и квантовая теория в ее простейшей форме приводит к тому же заключению, хотя функции и принимают несколько иной вид. Причина этого хода намагничения уясняется следующими рассуждениями. Если отдельные парамагнитные атомы независимы друг от друга и не возбуждены, то отношение возникающего магнитного момента к магнетону Бора определяется лишь двумя значениями энергии. Это суть, во-первых, значения магнитной энергии, соответствующие различным уровням магнитной энергии атомов во внешнем поле, пропорциональные $\mu \mathbf{H}$ (μ — магнетон, \mathbf{H} — напряженность поля). Вторая энергия, определяющая процесс, есть тепловая энергия kT (k — постоянная Больцмана, T — температура). Так как искомое отношение является величиной нулевой размерности, то оно должно быть только функцией отношения $\mu \mathbf{H}$ к kT . Отклонения будут возникать лишь в том случае, если существует возбуждение атомов, вследствие чего процесс будет подвержен влиянию каких-либо других, связанных с этим возбуждением значений энергии.

Поэтому я хотел бы предложить называть идеальным парамагнитным телом такое, у которого намагничение пропорционально некоторой функции $\frac{\mathbf{H}}{T}$, аналогично представлению об идеальном газе. У идеального парамагнитного тела восприимчивость должна следо-

вать закону Кюри, пока поле настолько мало, что влияние насыщения может не приниматься во внимание.

Если парамагнитное тело идеально в указанном выше смысле, то по обобщенной термодинамической формуле находим

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} = 0,$$

т. е. всякая затрата работы, совершаемая телом при размагничении, необходимо должна сопровождаться понижением температуры.

Практически кроме принципиальной возможности указанного процесса необходимо, конечно, определить и порядок определяющих его величин. При обычных температурах работа размагничивания, которую можно получить в практически доступных полях, настолько мала, что не имеет никакого значения. Она примерно в 100 000 раз меньше, чем тепловая энергия движения атомов, по крайней мере, для парамагнитных тел. Для ферромагнитных тел, обладающих значительно большим намагничением, соотношение более благоприятно, и в этом случае, как известно, термомагнитный эффект, особенно резко выраженный вблизи точки Кюри, был экспериментально обнаружен Вейссом и Пикаром ³. При переходе к более низким температурам, прежде всего, согласно закону Кюри значительно возрастает возможная работа размагничивания парамагнитного тела. Одновременно тепловая энергия его атомов уменьшается. Обе эти причины приводят к тому, что в области температур жидкого гелия магнитная и тепловая энергии делаются величинами одного и того же порядка.

Магнитный метод получения весьма низких температур независимо от меня был предложен Джиоком ⁴, располагавшим также возможностями для экспериментального осуществления этой идеи. Опыты в этом направлении были предприняты в дальнейшем де-Гаазом в Лейдене и Симоном в Оксфорде.

ТАБЛИЦА

Дата	Вещество	Вес в г	Начальное поле в эр- стедах	Достигну- тая темпе- ратура
Апрель 1933 г.	CeF ₃	0,050	27,600	0,27
Июнь 1933 г.	CeF ₃	0,505	27,600	0,13
Июль 1933 г.	Этилсульфат церия	0,183	27,600	0,08
Декабрь 1933 г.	K-Cr — квасцы	0,337	19,500	0,05
Июль 1934 г.	K-Cr — квасцы	66,474	24,600	0,03

Потребовалось довольно много времени, прежде чем были достигнуты благоприятные результаты, но в последнее время успех экспериментов оказался весьма значительным. Я хотел бы иллюстрировать это вышепомещенной таблицей, содержащей результаты опытов де-Гааза и его сотрудников ⁵.

В этой таблице три первые даты относятся ко времени производства опытов, а две последние — ко времени их опубликования.

В дополнение к этой таблице, продемонстрированной мной на докладе, я хотел бы теперь добавить любезно сделанное мне де-Гаазом сообщение о достижении температуры в $0,018^\circ$. Для того чтобы правильно оценить достигнутые успехи, нужно сравнивать не разности температур, но их отношения, подобно тому, как это делает лорд Кельвин в предложенной им логарифмической шкале температур. Делая это сравнение, легко видеть, что температура жидкого водорода (20°) лежит ближе к наименьшей температуре, достигнутой при экспериментах с гелием ($0,7^\circ$), чем эта температура к наименьшей температуре, достигнутой де-Гаазом ($0,018^\circ$).

Как измерялись эти температуры? Этот вопрос, естественно, возникает прежде всех других. Здесь уже невозможно пользоваться методом измерения давления идеального газа. Симон, которому я обязан предоставлением мне двух еще не опубликованных манускриптов, частично использованных мною в дальнейшем, вычислил, при помощи определенных Кеезом постоянных уравнения давления паров гелия, что это давление, составляющее при $0,7^\circ$ только $3,2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., при $0,3^\circ$ падает до $7 \cdot 10^{-10}$ мм, а при $0,1^\circ$ составляет только $3 \cdot 10^{-31}$ мм рт. ст. В то время, как измерения давления могут применяться только в той температурной области, которая доступна экспериментам с расширением газа, магнитные методы должны, конечно, оказаться применимыми в тех областях, где мы пользуемся методом размагничивания. Подобно тому как при измерениях давления мы исходим из закона Бойля—Гэ-Люссака для идеального газа, в области использования магнитных методов мы должны исходить из закона Кюри для идеального парамагнитного тела. Так например если мы, начиная эксперимент при 1° , получим неизвестную, еще более низкую температуру, характеризуемую тем, что при создании того же намагничивания, что и при 1° , требуется уже в 10 раз меньшее магнитное поле, то мы сможем заключить на основании закона Кюри, что эта температура составляет $0,1^\circ$.

Аналогичным образом определялись указанные в таблице температуры (конечно с учетом отклонений от закона Кюри, наблюдавшихся в области температур жидкого гелия). Для измерения восприимчивости в первых четырех опытах препарат помещался в том месте магнитного поля, где существовал градиент плотности магнитной энергии. Сила, с которой препарат втягивался в область слабого поля, остававшегося после выключения основного поля, как известно, пропорциональна восприимчивости. Исследуя изменение со временем этой силы, де-Гааз смог измерить постепенное нагревание, возникающее после адиабатического размагничивания. В позднейших опытах препарат помещался в однородном участке поля и быстро удалялся оттуда. Этот метод имеет то преимущество, что все части препарата подвергаются одинаковому воздействию и что он допускает возможность получения одинаково низ-

кой температуры в значительно большем количестве вещества. В графе, содержащей вес препарата, это видно очень отчетливо. Необходимо для определения температур измерения восприимчивости производить здесь индукционным методом.

Дальнейшим успехом, усматриваемым из таблицы, является то обстоятельство, что в последних опытах была доказана полная пригодность дешевых, легко доступных солей для получения низких температур при помощи магнитного метода. Конечно, следует продолжать поиски еще более подходящих веществ. Пути этих поисков указаны в дискуссионном выступлении Гортера, напечатанном в конце доклада.

Естественно, против указанного метода измерения температур можно возразить, что отклонения от идеальных магнитных свойств искажают результаты измерений. Это возражение совершенно подобно тому, которое неоднократно делалось при обычных измерениях температуры по методу давления; оно опровергается совершенно подобным же образом.

В термодинамике Планка подробно показывается, каким образом на основании известных калорических измерений газа может быть установлена абсолютная температурная шкала. Аналогичным образом можно действовать и в случае парамагнитных тел. Так например можно вывести следующую формулу:

$$\ln \frac{T}{T_0} = \int_{t_0}^t \frac{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_{\mathbf{H}}}{\left(\frac{\delta q}{\delta \mathbf{H}} \right)_t} dt.$$

Поэтому, если в произвольной температурной шкале t измерен температурный коэффициент намагничения σ , кроме того, установлено, какой тепловой эффект создается благодаря изменению поля при постоянной температуре, то абсолютная шкала температур определится вышеуказанным интегрированием. В дискуссии по докладу Кеезом предложил другое построение, замечательное по своей исключительной наглядности и приведенное в конце доклада.

Учитывая значительные успехи, достигнутые в отношении приближения к абсолютному нулю при помощи магнитного метода, представляется интересным выяснить, насколько далеко можно пойти в этом направлении. Для освещения наиболее важных пунктов этого рассуждения мы воспользуемся тремя диаграммами энтропии, которые не претендуют на количественную точность (в области весьма низких температур доля энтропии, соответствующая тепловому движению атомов, изображена в преувеличенном масштабе).

На первой диаграмме (рис. 1) изображен ход энтропии парамагнитного тела в предположении, что ланжевеновский закон намагничения справедлив до самых низких температур. На диаграмме даны кривые, определяющие энтропию S в функции температуры

T при неизменном магнитном поле H . Кривая, соответствующая $H = H_2$, относится к наибольшей напряженности поля.

При меньшей напряженности H получается средняя кривая, и в пределе при $H = 0$ кривая совпадает с осью ординат от $S = -\infty$ до $S = 0$ и затем изображается самой верхней кривой, построенной в предположении, что энтропия немагнитного тела пропорциональна 3-й степени температуры. Адиабатический процесс характеризуется горизонтальной прямой ($S = \text{const}$).

Если производить размагничивание исходя из поля H_2 при высокой начальной температуре, то процесс определится верхней прямой AB и приведет хотя и к более низкой, но все же конечной температуре. Если же производить размагничивание при достаточно низкой первоначальной температуре, то, как показывает рис. 1, можно надеяться приблизиться к абсолютному нулю (нижняя прямая $A'B'$).

Для доказательства того, что указанная выше возможность достижения абсолютного поля обусловлена не только тем, что, в противоположность квантовой теории, ланжевеновская кривая намагничения допускает бесконечно-большое количество ориентировок элементарных магнитов, была построена диаграмма рис. 2. Здесь в основу положен атом, момент которого обладает только двумя возможными ориентировками, а именно: параллельно полю и антипараллельно ему. В этом случае энтропия остается конечной и мы можем считать ее при абсолютном нуле равной нулю, так что все кривые энтропии выходят из начала координат. Кривая для $H = 0$ попрежнему частично совпадает с осью ординат; это доказывает, что при достаточно низкой начальной температуре метод размагничивания также позволяет приблизиться к абсолютному нулю (прямая $A'B'$).

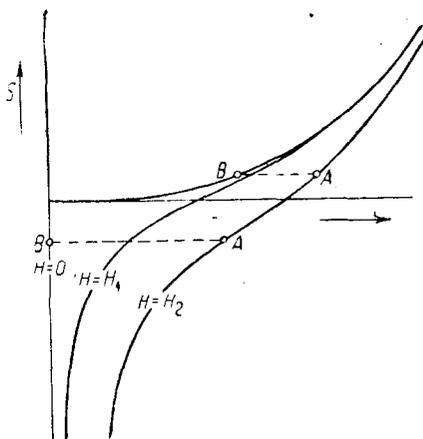


Рис. 1. Диаграмма энтропии идеального парамагнитного тела в случае приложимости закона Ланжевена до температуры $T = 0^\circ$ абсолютных

возможными ориентировками, а именно: параллельно полю и антипараллельно ему. В этом случае энтропия остается конечной и мы можем считать ее при абсолютном нуле равной нулю, так что все кривые энтропии выходят из начала координат. Кривая для $H = 0$ попрежнему частично совпадает с осью ординат; это доказывает, что при достаточно низкой начальной температуре метод размагничивания также позволяет приблизиться к абсолютному нулю (прямая $A'B'$).

Функции намагничения, положенные в основу рассмотренных диаграмм, предполагались функциями только отношения $\frac{H}{T}$, т. е. относились к идеально парамагнитному телу. Если учесть существующие в действительности отклонения, то вопрос о возможности абсолютного нуля будет стоять несколько иначе.

На рис. 3 показано, какое влияние окажет лоренцовское молекулярное магнитное поле. В этом случае кривая для $H = 0$ уже не будет совпадать с осью ординат, но при $T = \Theta$ существует точка

Кюри, и кривая энтропии для $H=0$ при этой температуре претерпевает излом и непрерывно снижается к началу координат. В этом случае абсолютный нуль не достижим никаким адиабатическим процессом размагничивания*.

Подобным же образом будут влиять и другие искажения уровней магнитной энергии, как, например, вызванное электрическим полем соседних атомов расщепление магнитного момента и т. д.; отсюда следует, что всякое расщепление весьма существенно для эффективности процесса размагничивания. Чем менее значительны различия энергии отдельных уровней, тем ближе приведет процесс к абсолютному нулю. В работе Симона этот вопрос разобран очень подробно и выведена простая формула, связывающая наи-

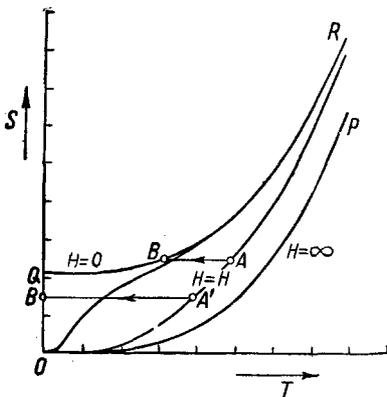


Рис. 2. Диаграмма энтропии идеального парамагнитного тела при допущении только двух возможных ориентировок магнитного момента

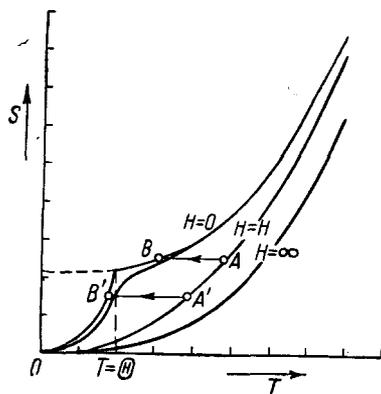


Рис. 3. Диаграмма энтропии неидеального парамагнитного тела (лоренцовское магнитное молекулярное поле)

низшую достижимую температуру с разностью энергий возмущенных уровней и напряженностью исходного магнитного поля. Как известно, наличие расщепления заметно уже при измерениях удельных теплот (в поле, равном нулю); это было показано Кюри⁷ для сульфата гадолиния. Если характеризовать среднюю разность энергий уровней температурой Θ , полагая ее равной $k\Theta$ (k — постоянная Больцмана), то возникает аномалия удельной теплоты вблизи $T=\Theta$, причем для магнитных атомов получается величина порядка газовой постоянной для грамм-атома. При температурах, соответствующих этой аномалии, энергия движения атома, определяющая удельную теплоту в обычных условиях, оказывается практически не играющей роли. В этой области повышение температуры определяет прежде всего изменения в распределении атомов по их различным модификациям, соответствующим различным уровням энергии. Подводимое тепло расходуется, главным образом, на

* Две последние кривые взяты из статьи Дебая⁶.

„активирование“ атомов, и только ничтожно-малая часть его идет на усиление теплового движения. Хотя эти аномалии и препятствуют быстрому приближению к абсолютному нулю при производстве адиабатического размагничивания, но они также оказывают и благоприятное влияние, тормозя последующее нагревание. Этим может быть объяснен тот факт, что обмен теплом может производиться только за счет излучения или благодаря непосредственному контакту твердых тел, так как ниже $0,4^\circ$ все газы оказываются замороженными. Но излучение очень незначительно и передача тепла непосредственным контактом может быть уменьшена при использовании парамагнитных веществ в порошкообразном виде. Симон высчитал, что нагревание, следующее за магнитным охлаждением, не может превышать $0,25 \cdot 10^{-3}$ градусов в минуту.

Если желательно, примешивая другие тела к парамагнитным, довести их до возможно низкой температуры, например для исследований сверхпроводимости, то отвод тепловой энергии этих тел не представляет затруднений. Тепловое движение их атомов будет уменьшаться, и вблизи абсолютного нуля освобождающаяся тепловая энергия будет незначительна по сравнению с энергией, выделяющейся в парамагнитных атомах при переходе их с одного уровня магнитной энергии на другой. Таким образом затруднения будут заключаться только в создании достаточно надежного теплового контакта, который практически, по видимому, может быть достигнут.

В дискуссии по докладу Гортер заметил, что при тех низких температурах, которые в настоящее время достигнуты, следует считаться с влиянием магнитного момента ядра. Предварительный расчет показывает, что здесь действительно открываются весьма интересные возможности. Боровский магнетон имеет величину порядка 10^{-20} . Если рассмотреть поле порядка 10 000 эрстедт, то его магнитная энергия относительно поля составит величину порядка 10^{-16} эрг. С другой стороны, тепловая энергия, равная kT , имеет величину порядка $10^{-16} T$. Поэтому для обычных парамагнитных тел насыщение должно наступать при температурах, близких к 1° . Как известно, оно в действительности наблюдается в области температур от 1 до 10° . Далее, момент ядра, определяемый, например, из сверхтонкой структуры спектральных линий, приблизительно в тысячу раз меньше, чем боровский магнетон. Поэтому следует ожидать, что в области температур от $0,001$ до $0,01^\circ$ магнетизм ядра будет оказывать существенное влияние. Если, с другой стороны, учесть, что де-Гааз уже достиг температуры $0,018^\circ$, то можно заключить, что в ближайшем будущем будут возможны непосредственные измерения магнетизма ядра.

З а м е ч а н и я п р и д и с к у с с и и

К е е з о м (Лейден). Я хотел бы сделать два замечания. Первое заключается в том, что при низких температурах для создания теплопроводности между различными кристаллами можно прибавлять к ним немного

гелия. Гелий будет создавать тепловой контакт либо проникая в промежуток между телами благодаря капиллярным явлениям, либо же как поверхностный слой, адсорбированный на поверхности кристалла.

Второе замечание следующее: для определения температуры, получающейся при адиабатическом размагничивании, по шкале Кельвина, проще всего воспользоваться калориметрическими измерениями, производимыми вместе с измерениями адиабатического размагничивания. Для этой цели представим себе, что производятся два адиабатических размагничивания: одно — исходя из T , H и другое — исходя из T , $H + dH$ (рис. 4).

Пользуясь подходящим термоскопом, мы замечаем отклонения, соответствующие достигнутым в результате размагничивания температурам T' и $T' + dT'$. Если при температуре T известно, как намагничение зависит от поля и от температуры, то можно вычислить разность dS . Если теперь калориметрически измерить количество тепла dQ , необходимое для нагревания тела, имеющего температуру T' , до температуры $T' + dT'$, то для определения величины температуры по шкале Кельвина получаем:

$$\frac{dQ}{dS} = T'.$$

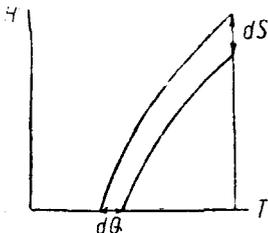


Рис. 4. Метод установления температурной шкалы для весьма низких температур

ионы типа Cu^{++} или Ce^{+++} , для которых при низких температурах возможно еще двойное возбуждение Крамерса.

Далее я хотел бы указать, что экспериментально уже достигнуты температуры, являющиеся достаточными для постановки экспериментов, целью которых будет достижение еще более низких температур путем использования магнитного момента ядра.

Наконец, я хотел бы заметить, что независимо от внешней формы препарата магнитное взаимодействие между магнитными ионами определит границу понижения температуры, возможного при экспериментировании с данными ионами. Магнитное поле соседних ионов у большинства наиболее распространенных веществ имеет величину порядка сотен эрстедт. Уменьшение внешнего поля до значений, меньших этой величины, едва ли позволит получить дальнейшее уменьшение температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. N. Keesom, Leiden Comm., 219a.
2. P. Debye, Ann. Physik, **81**, 1154, 1926.
3. P. Weiss u. A. Piccard, C. R. 166, 352, 1918; Journ. de Phys., **2**, 161, 1921.
4. W. F. Giaque, Journ. Amer. Chem. Soc., **49**, 1864, 1870, 1927.
5. W. J. de-Haas, E. C. Wiersma, H. A. Kramers, Physica, **1**, 1, 1933; **1**, 779, 1934.
6. P. Debye, Sächs. Acad. Ber., **86**, 105, 1934.
7. N. Kúrti, Z. Phys. Chem., **20**, 305, 1933; см. также F. Giaque a. D. P. Mc Dougall, Phys. Rev., **43**, 768, 1933; **44**, 235, 19, 1933.

НОВЫЕ РАБОТЫ ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ*

В. Мейсснер, Мюнхен

1. Возникновение сверхпроводимости

Кеезом обнаружил, что при очень низких температурах, могущих быть полученными при кипении жидкого гелия под пониженным давлением, некоторые металлы становятся сверхпроводящими. Так например у алюминия сверхпроводимость наступает при $1,14^{\circ}$ К, у цинка — при $0,79^{\circ}$ К. В противоположность этому, по данным того же Кеезома, золото при $0,73$, серебро, магний и вольфрам при $0,74$, висмут, железо и никель при $0,75$ и платина при $0,77^{\circ}$ К еще не обнаруживают сверхпроводимости. Точно так же и фосфористая бронза при температуре в $0,75^{\circ}$ К обладает еще нормальным сопротивлением, из чего Кеезом заключает, что и мель, по которой, несомненно, и протекает ток в проводнике из фосфористой бронзы, не приобретает свойств сверхпроводника при этой температуре.

Симон и Кюрти установили, что кадмий становится сверхпроводящим при температуре около $0,6^{\circ}$ К. Эти исследователи получали столь низкую температуру путем размагничивания магниево-аммониевого сульфата.

Всего до настоящего времени известно 14 чистых металлов, обнаруживающих сверхпроводимость. Существует ли состояние сверхпроводимости и для других металлических элементов, в частности для одновалентных металлов, можно надеяться, будет выяснено скоро, — тогда, когда будут получены еще более низкие, в настоящее время не достигнутые температуры. Получение этих низких температур, вероятно, окажется возможным при помощи магнитокалориметрического метода.

Вопрос о том, изменяется ли точка перехода в сверхпроводящее состояние при замене постоянного тока на высокочастотный, новыми измерениями Буртона, Вильгельма, Питта и Юнга (в Торонто, США) решен в отрицательном смысле: вплоть до частот в $3 \cdot 10^7$ герц точка перехода остается неизменной. Вследствие этого отпадают все заключения, сделанные на основании прежних работ этих исследователей, имевших обратные результаты.

* Из докладов, прочитанных на X Германском физико-математическом съезде в Бад-Пирмонте (10—15 сентября 1934 г.), Phys. Z. 35, 931—938, 1934; перевод Н. Хлебникова.

Буртон, Вильгельм и Майзнер (Торонто, США) исследовали сверхпроводимость тонких слоев олова, наносившихся электролитическим путем на проводки из металлов, не обнаруживающих сверхпроводимости. Результаты этих опытов показаны на рис. 1. Данные относятся к слоям толщиной от 2 до 3, от 6 до 8 и в $10 \cdot 10^{-8}$ см при различных силах тока. Чем тоньше слой, тем более низкой температуре соответствует точка перехода и тем сильнее зависимость от силы тока. Слои, имеющие толщину меньше приблизительно $2 \cdot 10^{-5}$ см, вплоть до 2°K не обнаруживают сверхпроводимости. Существенно, что эти слои имеют весьма высокое остаточное сопро-

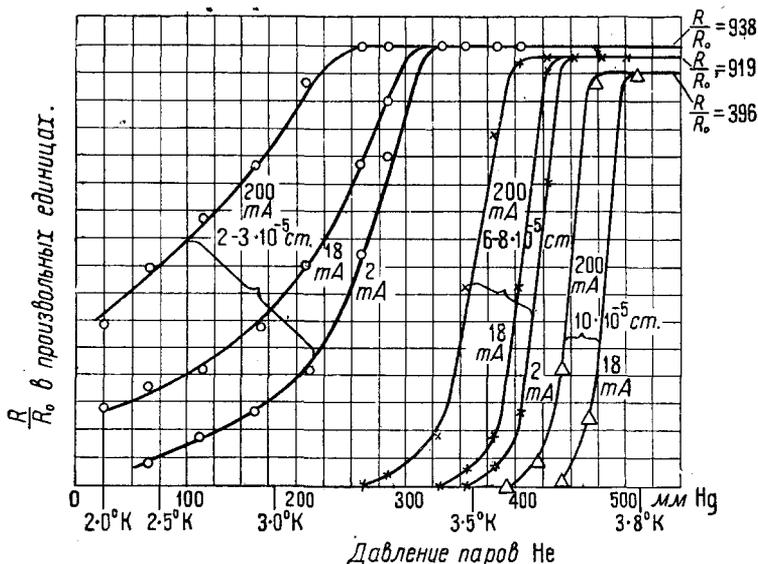


Рис. 1. Сверхпроводимость тонких слоев олова (по Буртону, Вильгельму и Майзнеру)

тивление, которое в случае наиболее тонкого слоя всего лишь на 6% меньше сопротивления при комнатной температуре. Таким образом слои, с которыми работали эти исследователи, оказались уже не имеющими свойств сплошного металла, несмотря на то, что, например, в изящных опытах Р. Шульце ему удавалось при помощи катодного распыления — по крайней мере для золота — получать гораздо более тонкие слои, имевшие свойства сплошного металла.

Значительный интерес представляют опыты тех же исследователей из Торонто, в которых они покрывали слой олова слоем металла, не обнаруживающего сверхпроводимости. Если слой олова имел толщину около $90 \cdot 10^{-5}$ см, то не обнаруживалось никакого влияния покрывающего слоя на сверхпроводимость. Этот результат находится в согласии с опытами автора, которые показали, что наличие свободной поверхности между сверхпроводящим металлом

и изолятором не является существенным для возникновения сверхпроводимости.

Совершенно иное обнаружилось в случае наиболее тонких из исследованных слоев олова: несмотря на то, что скачок сопротивления существует, остаточное сопротивление имеет значительную величину. Из этого авторы цитируемой работы выводят заключение, что поверхность раздела между сверхпроводником и изолятором играет существенную роль в явлении сверхпроводимости. Они считают при этом, что между слоем олова и слоем покрывающего металла, нанесившимся также электролитически, не могло возникнуть в заметных размерах диффузии и, следовательно, образования сплава. Однако, принимая во внимание большую величину остаточного сопротивления, наблюдаемую для тонких слоев и указывающую на то, что эти слои нельзя уже представлять себе сплошными, можно предполагать как раз обратное, а именно — что атомы покрывающего слоя проникают в междучастичные промежутки слоя олова и что это как раз и вызывает появление остаточного сопротивления. Это предположение тем более правдоподобно, что из прежних опытов Гольма и автора известно, что места соприкосновения между сверхпроводниками не обнаруживают сопротивления. Из этого очевидным образом следует, что даже не вполне сплошной слой олова должен быть сверхпроводящим, если только промежутки между отдельными частицами олова не заполнены несверхпроводящим веществом.

Цитируемые исследователи изучали также покрытие слоев олова пленками из изоляторов. Сверхпроводимость при этом сохранялась. Однако при том способе, которым производилось покрытие непроводником, нельзя быть уверенным в том, что частицы его проникали в промежутки между частицами олова.

За последнее время в Торонто велись также (Алленом) обстоятельные исследования сверхпроводимости сплавов. Результаты этих изысканий в общем согласуются с теми, которые были получены ранее в Шарлоттенбургской лаборатории низких температур: кривая, выражающая зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от содержания составных частей сплава, позволяет сделать вполне определенные заключения относительно его состава. Известное расхождение результатов имеется только для сплава таллия с оловом. Это расхождение, однако, может быть объяснено различием в предварительной обработке материала: в наших опытах отжиг был всегда более длительным.

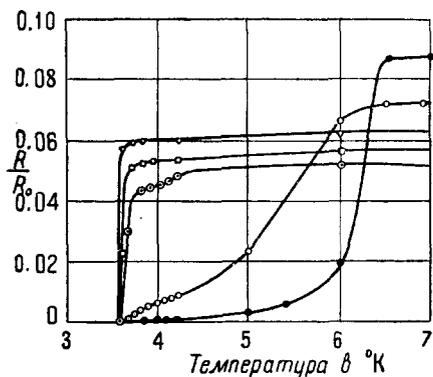
О том, насколько существенно влияние предварительной обработки, можно судить по рис. 2, на котором приведены результаты опытов Аллена над эвтектическим сплавом таллия с оловом, содержащим 45% первого. Этот сплав отличается той замечательной особенностью, что кривая перехода идет тем круче, чем более сильной вальцовке подвергался сплав. Обычно, особенно в случае чистых металлов, бывает как раз наоборот: кривые перехода для более твердых образцов идут положе кривых для более мягких,

отожженных. Возможно, что при вальцовке эвтектических сплавов составные части, обуславливающие сверхпроводимость, приходят в более тесное соприкосновение между собой.

По вопросу о сверхпроводимости химических соединений за последнее время не опубликовано ничего существенно нового.

2. СВЯЗАННЫЕ С СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ. Число электронов сверхпроводимости. Теория

Если, не изменяя температуры сверхпроводника, подвергнуть его действию постепенно усиливающегося внешнего магнитного поля, то при некотором определенном („критическом“) значении напряженности сверхпроводимость исчезает. Пользуясь



- Литой
- Протянут. до 50 % первоначальн. толщины
- ◉ Провальцованн. до 4,5 % начальн. толщины
- ◻ " " 1,5 " " "
- ◽ " " 0,5 " " "

Рис. 2. Кривые перехода для эвтектического сплава олова с таллием, содержащего 45% таллия (по Аллену)

длинной цилиндрической проволокой и измеряя напряженность поля, на достаточном расстоянии от нее можно наблюдать (по данным прежних исследований Лейденской лаборатории) следующее: критическая напряженность в случае поля, перпендикулярного к оси проволоки, приблизительно вдвое меньше напряженности критического поля, параллельного оси. Этот факт около двух лет тому назад был объяснен Лауэ, приложившим (следуя методу Липпмана) максвелловскую теорию к идеальному проводнику с постоянной магнитной проницаемостью, равной единице. Объяснение сводилось к следующему: существенной для уничтожения сверхпроводимости является тангенциальная слагающая магнитного поля, которая в случае поперечного поля вдвое больше, чем в случае продольного, так как в первом из этих случаев силовые линии (которые согласно максвелловской теории не могут проникать внутрь сверхпроводника) уплотняются на поверхности проволоки.

Выводы Лауэ были подтверждены опытами де-Гааза, Воогда и Казимир-Ионкер в Лейдене. В случае проволоки круглого сечения критическое значение напряженности H поперечного магнитного поля оказалось равным 58% критической напряженности для продольного поля. Для проволоки с эллиптическим сечением данные приведены в табл. 1.

исчезает. Пользуясь длинной цилиндрической проволокой и измеряя напряженность поля, на достаточном расстоянии от нее можно наблюдать (по данным прежних исследований Лейденской лаборатории) следующее: критическая напряженность в случае поля, перпендикулярного к оси проволоки, приблизительно вдвое меньше напряженности критического поля, параллельного оси. Этот факт около двух лет тому назад был объяснен Лауэ, приложившим (следуя методу Липпмана) максвелловскую теорию к идеальному проводнику с постоянной магнитной

Таким образом качественно результаты Лауэ подтверждаются. В деталях имеются расхождения, которые могут быть объяснены тем, что, как это следует из новейших опытов де-Гааза и Казимир-Ионкер, результаты которых не были известны Лауэ, магнитное поле проникает в сверхпроводник лишь постепенно. Поэтому наличие сопротивления обнаруживается лишь при напряженностях поля, больших, чем соответствующие исчезновению сверхпроводимости в поверхностном слое.

ТАБЛИЦА 1
Проволока с эллиптическим сечением

Направление поля	Критическое значение H	
	вычисленное	наблюденное
оси проволоки	65,0	67,2
"	40,59	54,5

Прежде чем перейти к этим измерениям, следует остановиться на явлениях гистерезисного характера. Снимая при неизменном внешнем магнитном поле кривые перехода в сверхпроводящее состояние, де-Гааз, Воогд и Казимир-Ионкер получили изображенную на рис. 3 петлю гистерезиса.

Нужно отметить, что при снятии каждой точки, во избежание помех со стороны термоэлектродвижущих сил, измерительный ток коммутировался. Работа велась с компенсационной схемой.

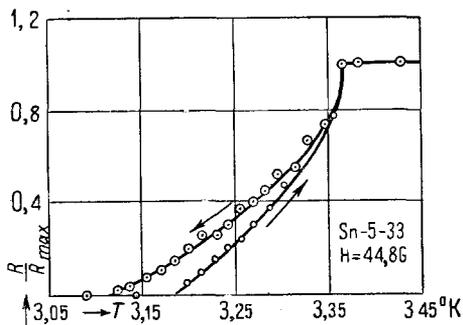


Рис. 3. Обнаруживающие гистерезис кривые перехода для монокристалла олова в постоянном поперечном магнитном поле (по де-Гаазу, Воогду и Ионкер)

Автору также приходилось наблюдать, при работе с монокристаллами олова в слабом магнитном поле (в поле Земли), гистерезисные петли (рис. 4). При этом, однако, измерительный ток не коммутировался, и сопротивление определялось просто по отклонению гальванометра, на который подавалась разность потенциалов с концов исследовавшегося сверхпроводника. Как легко видеть, при отсутствии коммутации измерительного тока явления гистерезиса выражены более ярко. Это без сомнения находится в связи с изменением магнитной проницаемости сверхпроводника, происходящим при возникновении сверхпроводимости, — явление, открытое автором в сотрудничестве с Оксенфельдом. Именно явления гистерезиса и привели впервые автора к мысли о возможности изменения магнитной проницаемости. В случае если бы при появлении сверхпрово-

димости не происходило изменения распределения измерительного тока и его магнитного поля, не было бы никаких оснований и для возникновения явлений гистерезиса.

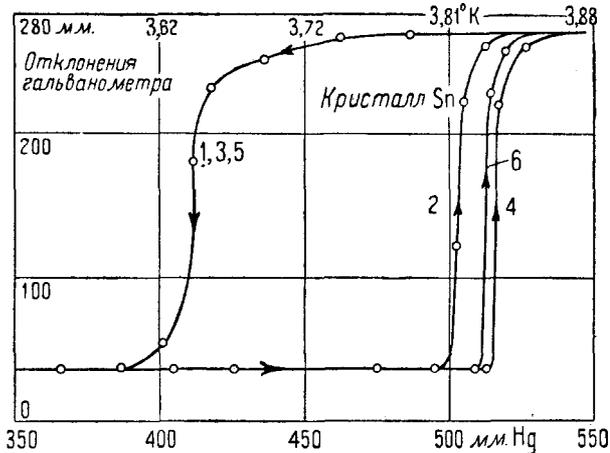


Рис. 4. Обнаруживающие гистерезис кривые перехода — для монокристалла олова при отсутствии магнитного поля и без переключения измерительного тока (по Мейсснеру)

Об изменении магнитной проницаемости, происходящем при наступлении сверхпроводимости, автор уже докладывал на прошлогоднем Физическом съезде. За этот промежуток времени измерения, в которых с февраля 1934 г. принимает участие д-р Гейденрейх, были уточнены, и по данному вопросу была напечатана несколько более полная статья (в *Z. f. Ges. Kälteind.*). Поэтому сейчас автору хотелось бы остановиться только на нескольких основных моментах.

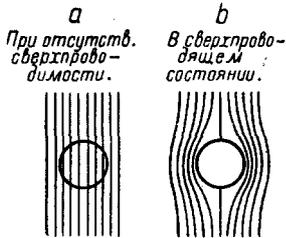


Рис. 5. Изменение распределения магнитного поля при переходе образца в сверхпроводящее состояние (по Мейсснеру)

Если понижать температуру по возможности длинного проводника цилиндрического сечения, помещенного в перпендикулярном его оси слабом магнитном поле, то при переходе проводника в сверхпроводящее состояние силовые линии поля оказываются как бы вытесненными изнутри проводника и располагаются приблизительно так, как это показано на рис. 5б. Распределение поля исследовалось с помощью маленькой пробной катушки, соединенной с баллистическим гальванометром и могшей поворачиваться на 180° . Этим путем можно было определять напряженность поля как после возникновения сверхпроводимости, так и до этого момента, когда она

имела величину около 5 гаусс. Исходное положение плоскости катушки можно было изменять. Это давало возможность определять направление наибольшей интенсивности поля. В новейших измерениях катушка могла перемещаться вокруг сверхпроводника по двум различным окружностям, что позволило снять распределение поля во всем пространстве, окружающем сверхпроводник. На рис. 6 маленькими черточками показаны положения плоскости катушки, соответствующие наибольшему баллистическому отклонению при помещении катушки в различные точки обеих окружностей (диаметр которых равнялся 12 и 20 мм соответственно). Направления, перпендикулярные к этим черточкам, очевидно будут представлять направления силовых линий магнитного поля. Точки, в которых были помещены катушки, отмечены значениями угла α , причем диаметр, для концов которого $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$, соответствует первоначальному направлению однородного магнитного поля. То обстоятельство, что в положениях $\alpha = 90^\circ$, 180° и 270° направления плоскости катушки не перпендикулярны и соответственно не параллельны направлению этой плоскости при $\alpha = 0^\circ$, происходит отчасти вследствие того, что центры обеих окружностей не в точности совпадают с осью кристалла. Возможно, кроме того, что это является следствием дефектов в кристаллической структуре, а также неоднородности первоначального поля. На рис. 7 положения катушки, соответствующие показанным на рис. 6, приведены еще раз уже на схеме магнитного поля, вычисленной и построенной для значения магнитной проницаемости μ , равного нулю. При этом густота линий изображает в произвольном масштабе напряженность поля в данной точке. Число линий, пересекающих черточку, изображающую катушку, соответствует в том же масштабе числу действительно проходящих через катушку линий.

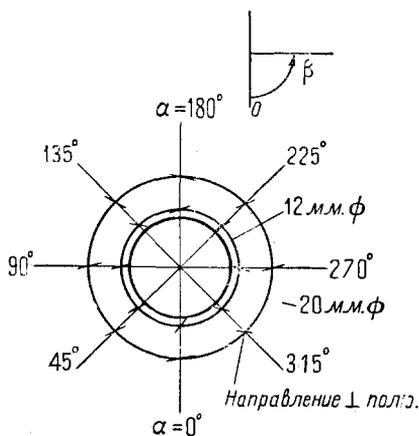


Рис. 6. Направление магнитных силовых линий вблизи сверхпроводника (по Мейсснеру и Гейденрейху)

На рис. 8 нанесены кривые, показывающие зависимость наибольшего баллистического отклонения от положений катушки (т. е. от угла α) для всех исследованных точек обеих окружностей. То обстоятельство, что для $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ отклонения для окружности в 12 мм диаметром не обращаются в нуль, следует объяснить тем, что здесь измеряется напряженность поля не на самой поверхности сверхпроводника, но на расстоянии 1 мм от нее. Для окружности с диаметром в 20 мм отклонения поля от однородности

кой. Оказалось, что при переходе в сверхпроводящее состояние напряженность поля внутри трубки не обращается в нуль, как можно было ожидать. Средняя напряженность поля, которая только и могла быть измерена, возросла даже на 5%. При выключении внешнего поля поле внутри трубки заметным образом не изменялось. При этом и на внешней поверхности трубки в точках $\alpha = 0$ и $\alpha = 180^\circ$ поле сохранялось. Напряженность этого остаточного поля составляла около 10% напряженности первоначального однородного поля.

Аналогичные опыты, проведенные с трубкой из монокристалла олова, дали несколько иные результаты. И в этом случае также имело место некоторое увеличение напряженности поля внутри трубки при переходе в сверхпроводящее состояние. Однако после выключения внешнего поля поле внутри трубки значительно ослабевало.

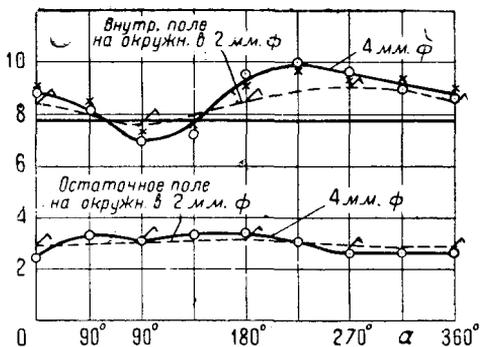


Рис. 9. Напряженность магнитного поля внутри канала в монокристалле олова

поверхности цилиндра, но так, что при повороте катушки она этой поверхности не касалась.

Из рисунка видно, прежде всего, что поле имеет для различных точек окружности различную напряженность и, во-вторых, что это поле в среднем приблизительно на 10% сильнее первоначального однородного поля. При выключении внешнего поля внутри трубки сохранялось остаточное поле, изображаемое кривыми в нижней части того же рис. 9. И в этом случае остаточное поле не изменя-

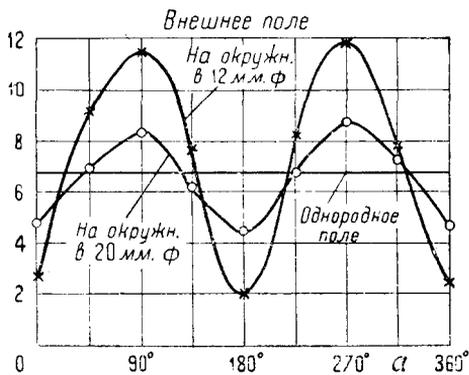


Рис. 8. Напряженность магнитного поля вблизи сверхпроводника (по Мейсснеру и Гейденрейху)

Результаты этих наблюдений изображены на рис. 9, где сплошная горизонтальная линия соответствует однородному полю до возникновения сверхпроводимости, кривые — полю после ее возникновения, измеренному на окружностях в 2 и 4 мм диаметром; α по-прежнему указывает точку, в которой производилось измерение. Большая окружность располагалась вблизи внутренней поверхности

лось со временем, сохраняя свою величину в течение 2 час. даже и при понижении температуры.

Если внешнее поле включалось снова, распределение поля вовне оказывалось соответствующим проницаемости, равной нулю. Внутри же трубки поле не возвращалось к состоянию, изображенному в верхней части рис. 9, но увеличивалось всего на $3-4\%$ по сравнению с остаточным полем. При новом выключении внешнего поля устанавливалось прежнее значение остаточного поля внутри трубки. Этот процесс включения и выключения внешнего поля можно было повторять сколько-угодно раз, не изменив величины остаточного поля. Во всяком случае оно сохраняло свою величину после стократного включения и выключения.

Входить в подробности объяснения этого замечательного явления — сохранения магнитного поля внутри сверхпроводников — представляется автору в данный момент неудобным. Можно только указать, что для явления должно быть существенным то обстоятельство, что находящаяся внутри трубочки магнитная энергия не в состоянии выйти сквозь сверхпроводящий слой наружу. Кроме этого, следует обратить внимание на различие явлений в случае моно- и поликристалла. Можно предполагать, что для идеального монокристалла остаточное поле отсутствует совершенно.

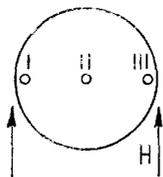


Рис. 10. Схема опытов де-Гааза и Казимир-Ионкер

Здесь не представляется возможным подробно остановиться на аналогичных опытах с двумя параллельными цилиндрическими сверхпроводниками, через которые можно было пропускать ток. Отметим только, что результаты этих опытов соответствуют изложенным выше также и в отношении магнитного поля тока, протекающего по ним.

Изменение магнитной проницаемости при переходе вещества в сверхпроводящее состояние было подтверждено опытами, ведшимися в Лейдене, Торонто, Оксфорде и Харькове. Де-Гааз и Казимир-Ионкер пользовались в своих опытах монокристаллом олова, имевшим три параллельных оси канала (рис. 10), один из которых находился в центре кристалла, а два других — на расстоянии 1 мм от краев. Напряженность поля в этих трех каналах определялась по сопротивлению висмутовых проволок. Опыты и этих исследователей показали, что напряженность поля (после выключения внешнего поля) во внешних каналах спадала почти до нуля, тогда как в центральном несколько возрастала.

Де-Гааз и его сотрудники использовали свою установку еще и следующим образом. Охладив сверхпроводник до температуры ниже точки перехода, они включали поперечное магнитное поле и постепенно усиливали его до величины, большей критической. При этом оказалось возможным установить, что после перехода критического значения напряженности магнитное поле лишь постепенно проникает внутрь кристалла. Это объясняет, как мы уже указывали выше,

расхождения между данными опыта и результатами вычислений Лауэ.

Буртон, а также Тарр и Вильгельм пользовались в своих исследованиях установкой, показанной на рис. 11. Трубка из поликристалла олова обматывалась проволокой способом, ясным из рисунка. С помощью флюметра измерялось изменение магнитного потока, происходящее при возникновении сверхпроводимости. При этих измерениях было обнаружено, что поле во внешнем пространстве оказывается очень близко совпадающим с тем, которого следует ожидать, принимая магнитную проницаемость сверхпроводящего олова равной нулю. Поле же внутри возрастает, по данным Буртона, на 35%.

Мендельсон и Бэббит пользовались сплошным, а также полым шаром из олова и измеряли магнитные моменты этих шаров, после того как внешнее магнитное поле было выключено. В случае сплош-

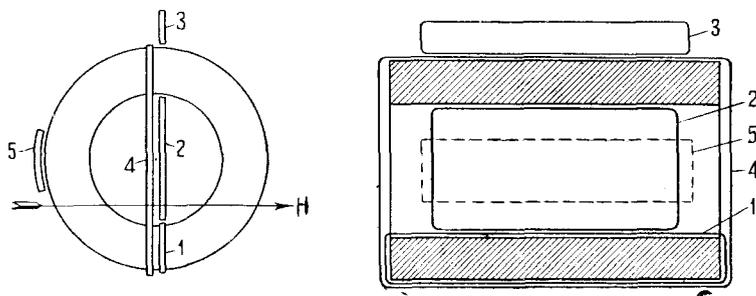


Рис. 11. Схема опытов Тарра и Вильгельма

ного шара магнитный момент имел величину, равную примерно $\frac{1}{6}$ той, которую должен был бы иметь, если бы магнитное поле внутри сохранялось полностью. Но он также и не оказывался равным нулю, что должно было бы иметь место в случае обращения в нуль магнитной проницаемости внутри всего шара. При этом следует, однако, иметь в виду, что в описываемых исследованиях, в противоположность опытам автора, применялись сильные магнитные поля. В случае полого шара магнитный момент был в 2—3 раза больше, чем для сплошного шара, очевидно за счет оставшейся внутри шара магнитной энергии. В этом отношении, таким образом, опыты Мендельсона и Бэббита согласуются с данными, полученными в Берлине, Лейдене и Торонто.

Указанные изменения магнитной проницаемости должны приниматься во внимание почти при всех опытах по сверхпроводимости. Выше уже указывалось, что только этим путем можно объяснить появление петли гистерезиса при снятии кривой перехода при постоянстве силы тока. Кеезом и Кок указали, что это явление должно быть учтено также и при исследованиях изменения удельной теплоемкости, сопровождающего переход в сверхпроводящее состояние. Гор-

тер и Казимир пытались дать термодинамическую теорию этого, связанного с переходом в сверхпроводящее состояние, теплового эффекта, при учете изменения магнитной проницаемости. Ход их рассуждений в общих чертах следующий.

Прежде всего предполагается, что в состоянии сверхпроводимости магнитная проницаемость всегда равна нулю. Существование магнитного поля внутри полого цилиндра после выключения внешнего поля они объясняют тем, что часть стенок трубки не перешла в состояние сверхпроводимости благодаря существующему там магнитному полю, напряженность которого имеет величину, большую критической, и линии которого могут замыкаться вне трубки. Нам это предположение кажется несовместимым с результатами, полученными при исследовании полого монокристалла олова. Далее Гортер и Казимир прилагают оба принципа термодинамики к процессу намагничивания, при котором происходит переход из сверхпроводящего в несверхпроводящее состояние. Они пользуются при этом либо рассмотрением кругового процесса, либо ведут вычисления со свободной энтгальпией; оба пути дают один и тот же результат. Таким путем получается формула, выведенная уже ранее Рутгерсом, которая позволяет рассчитать зависимость величины критической напряженности магнитного поля от температуры по изменению удельной теплоемкости при переходе в сверхпроводящее состояние. В согласии с опытами Гааза и его сотрудников, Гортер и Казимир приходят к выводу, что при уничтожении сверхпроводимости действием магнитного поля это последнее проникает в вещество лишь постепенно, так что в начале этого процесса внутри тела существует еще сверхпроводящая „сердцевина“. Такое представление наталкивается на затруднение, заключающееся в том, что напряженность поля на поверхности проводника должна была бы при этом упасть настолько, что там вновь должна была бы возникнуть сверхпроводимость. Ввиду этого Гортер и Казимир принуждены допустить существование внутри проводника нитеобразных областей, не обладающих сверхпроводимостью.

Изменение магнитной проницаемости не является единственным отклонением от свойств идеального проводника, предсказываемых классической электромагнитной теорией. Беккер, Геллер и Заутер, а также Браунбек показали, что вследствие инерции электронов токи, возникающие при выключении магнитного поля и т. п., не могут рассматриваться как чисто поверхностные. Они текут в поверхностном слое приблизительно в 10^{-6} см толщиной. Браунбеком был предложен также опыт, с помощью которого быть может будет возможно определить нижнюю границу числа создающих сверхпроводимость электронов в единице объема. Этот опыт должен состоять в измерении проникновения магнитного поля, включенного во внешнем пространстве внутрь объема, ограниченного оболочкой из тонкого слоя сверхпроводника. Надо отметить, однако, что подлежащий измерению эффект лежит, по всей вероятности, на границе чувствительности методов измерения.

Число электронов сверхпроводимости может быть, согласно результатам Беккера, Геллера и Заутера, определено из измерений тока, возникающего при вращении сверхпроводящего шара.

Подобный указанному, случай вращающегося и мгновенно останавливающегося кольца рассматривали Мейсснер и Гроссман. В первом приближении, т. е. для случая, когда толщина кольца мала по сравнению с его диаметром, для окончательной величины силы тока получается выражение:

$$I_{\infty} = -v_0 \frac{1}{\frac{U}{Ne} + \frac{Le}{mU}},$$

где v_0 — начальная скорость движения окружности кольца, N — полное число электронов сверхпроводимости в кольце, U и L — длина окружности и самоиндукция кольца, e и m — заряд и масса электрона. К сожалению, как показывает приблизительный числовой подсчет, и этот эффект также лежит на границе измеримого. Происходит это вследствие того, что второй член в знаменателе всегда велик по сравнению с первым.

Лондон проектирует опыты для определения числа электронов сверхпроводимости, основанные на следующих соображениях: при действии на сверхпроводник током высокой частоты можно ожидать возникновения (вследствие инерции электронов) внутри сверхпроводника электрического поля. Вызванное этим полем движение электронов, не принадлежащих к числу электронов сверхпроводимости, должно вызвать выделение Джоулева тепла. Опыты этого рода также не будут принадлежать к числу простых.

До сего времени волномеханическая теория сверхпроводимости не достигала еще серьезных успехов. Бриллюэн пытался дать волномеханическое объяснение сверхпроводимости без особенного углубления в подробности. Из работы Бриллюэна следует, что сверхпроводимость должна наступать постепенно. Таким образом для основной особенности этого явления — для скачка сопротивления — его теория не может дать никакого объяснения.

Можно думать, что при возникновении сверхпроводимости внутри сверхпроводника образуются беспорядочно ориентированные замкнутые токи, охватывающие сравнительно большое число атомов. С помощью этого предположения можно объяснить наблюдаемое изменение магнитной проницаемости. Для образования этих токов необходима лишь небольшая часть имеющихся электронов проводимости, что находится в согласии с изменением теплопроводности при переходе в сверхпроводящее состояние. При наложении внешнего электрического поля часть из этих маленьких замкнутых токов (которые непрерывно исчезают и возникают вновь) может сливаться, образуя макроскопические токи сверхпроводимости. Конечно, эти допущения представляют собой не более чем гипотезу, допустимость которой подлежит теоретической и экспериментальной проверке.

ЛИТЕРАТУРА

- J. F. Allen, The supraconductivity of alloy systems, *Phil. Mag.* (7), **16**, 1005 — 1044, 1933.
- R. Becker, G. Heller u. F. Sauter, Über die Stromverteilung in einer Supraleitender Kugel. *Z. Physik*, **85**, 772, 1933.
- W. Braunbek, Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Supraleiter. *Z. Physik*, **87**, 470, 1934.
- L. Brillouin, Theorie der Supraleitung, *J. d. phys. et le Radium*, (7), **41**, 334, 1933; **42**, 677 — 690, 1933.
- E. F. Burton, Supraconductivity of films of tin. *Nature*, **133**, 459, 1934.
- E. F. Burton, J. O. Wilhelm a. A. D. Misener, The supraconductivity of thin films. *Trans. Roy. Soc. of Canada*, (3), **28**, 65, 1934.
- E. F. Burton, J. O. Wilhelm, A. Pitt a. A. C. Youg, The effect of high-frequency-currents on the transition-point of supraconductors. *Canad. J. of Res.*, **9**, 630 — 636, 1933.
- C. J. Gorter, Some remarks on the thermodynamics of supraconductivity. *Arch. Musée Teyler*, (3), **7**, 378 — 386, 1933.
- C. J. Gorter, Theorie of supraconductivity. *Nature*, **132**, 931, 1933.
- C. J. Gorter a. H. Casimir, On supraconductivity, I. *Physica*, **1**, 306 — 320, 1934.
- W. J. de Haas, J. Voogd u. J. M. Jonker, Quantitative Untersuchung über möglichen Einfluss der Achsenorientierung auf magnetische Übergangsfiguren. *Physica*, **1**, 281 — 290, 1934; *Comm. Leiden*, 229c.
- W. J. de Haas u. J. M. Casimir-Jonker, Untersuchungen über den Verlauf des Eindringens eines transversalen Magnetfeldes in einen Supraleiter. *Physica*, **1**, 291 — 296, 1934; *Comm. Leiden*, 229d.
- W. H. Keesom, On the supraconductivity of aluminium. *Proc. Amsterdam*, **36**, 381, 1933; *Comm. Leiden*, 224c, 1933.
- W. H. Keesom, On the supraconductivity of zinc. *Physica*, **1**, 123, 1934; *Comm. Leiden*, 230a, 1934.
- W. H. Keesom a. J. A. Kok, Measurements of the latent heat of thallium connected with the transition in a constant external magnetic field, from the supraconductive to the non-supraconductive state. *Physica*, **1**, 503, 1934; *Comm. Leiden*, 230e, 1934.
- W. H. Keesom a. J. A. Kok, Further calorimetric experiments on thallium, *Physica*, **1**, 595, 1934; *Comm. Leiden*, 232a.
- M. v. Laue, Zur Deutung einiger Versuche über Supraleitung. *Phys. Z.*, **33**, 693, 1932.
- M. v. Laue u. F. Möglich, Über das Magnetfeld in der Umgebung von Supraleitern. *Berl. Ber.*, **16**, 544, 1933.
- H. London, Production of heat in supraconductors by alternating currents. *Nature*, **133**, 497 — 498, 1934.
- W. Meissner, Magnetische Effekte bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Z. f. d. Ges. Kälteind.*, **41**, 125, 1934.
- W. Meissner u. R. Ochsenfeld, Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Die Naturwiss.*, **21**, 787 — 788, 1933.
- K. Mendelssohn a. J. D. Babbitt, Persistent currents in supraconductors. *Nature*, **133**, 459 — 460, 1934.
- G. N. Rjabinin a. L. W. Schubnikow, Dependence of magnetic induction on the magnetic field in supraconducting lead. *Nature*, **134**, 286, 1934.
- R. Schachenmeier, Zur Theorie der Supraleitung. *Z. Physik*, **89**, 183 — 209, 1934.
- R. Schulze, Optische und lichtelektrische Untersuchungen an dünnen Metallschichten. *Z. Phys.*, **34**, 24, 1933.
- F. Simon a. N. Kürti, Production of very low temperatures by the magnetic method: Supraconductivity of cadmium. *Nature*, **133**, 907, 1934.
- F. G. Tarr a. J. O. Wilhelm, Effective permeability of supraconductors. *Trans. Roy. Soc. Canada*, **3**, 61, 1934.

МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОТОПОВ

И. Матмаух

III. Спектроскопические методы *

Изотопы одного и того же элемента имеют одинаковый заряд ядра, а потому также и одинаковое число внешних электронов. Они отличаются друг от друга числом элементов ядерной структуры и их расположением в ядре. Это обуславливает, во-первых, различия в массах ядер, во-вторых, различия в ядерном спине и, в-третьих, небольшие различия в поле ядра. Для методов, основанных на анализе каналовых лучей, имеет значение только первое из указанных различий.

Благодаря чрезвычайно высокой точности спектроскопических измерений в настоящее время удалось для многих элементов установить и промерить различие в спектрах изотопов (изотопическое смещение).

Для объяснения разницы в спектрах изотопов существенны все три, указанные выше, различия, хотя, как правило, превалирует влияние разницы ядерных масс. Так как у полосатых спектров эффект изотопии в общем гораздо резче выражен и, кроме того, более выяснен теоретически, чем это имеет место для линейных спектров, то мы и начнем с изложения вопроса об изотопическом смещении в полосатых спектрах.

1. Смещения в полосатых спектрах, вызываемые изотопией

а) Общие замечания (двухатомные молекулы)

Так как линии молекул обязаны своим происхождением, кроме электронных переходов, также и изменениям в колебательном и ротационном состоянии ядер, то очевидно, что различие в массе ядра у изотопов должно значительно резче сказываться на полосатых спектрах, чем на линейных.

Теория смещений, вызванных изотопией, была для инфракрасных и ротационно-колебательных полос почти одновременно развита Лумисом⁹³, Кратцетом⁹⁴ и Гаазом⁹⁵, а для видимых и ультрафиолетовых полос — Р. С. Мелликэном. Детали теории были разработаны Гибсоном⁹⁷, Беэрджем⁹⁸ и Патковским и Кэртисом⁹⁹.

* Продолжение. См. Успехи физических наук, т. 15, в. 1, 1935.

Кроме статей Мекке в „Handbuch der Physik“, В. XXI, и Вейцеля в „Handbuch der Experimentalphysik“, Erg.-Werk, В. I, новейший, весьма подробный обзор вопроса содержит „Report on Band-Spectra of Diatomic Molecules“ Джевонса. Последующее изложение в основном базируется на этой монографии.

Энергия E двухатомной молекулы, как правило, аддитивно складывается из трех частей:

$$E = E_e + E_v + E_r. \quad (23)$$

Электронная энергия E_e есть та энергия, которую молекула имела бы в случае, если бы ядра были зафиксированы в положении их равновесия; она состоит из кинетической и потенциальной энергии внешних электронов и потенциальной энергии ядра. Так же, как и в случае линейных спектров, она определяется некоторой группой квантовых чисел. Колебательная (вибрационная) энергия E_v есть та дополнительная энергия, которую молекула имела бы, если бы она, не вращаясь, испытывала колебания вдоль линии, соединяющей оба ядра. Эта энергия определяется одним квантовым числом v и возрастает с увеличением v . При $v=0$ она отлична от нуля. Ротационная энергия E_r представляет собой энергию, имеющуюся в том случае, если ядра, помимо других движений, вращаются вокруг общего центра тяжести. В основном она определяется вращательным квантовым числом J , поэтому термы $T \left(= \frac{E}{hc} \right)$ даются выражением:

$$T = T_e + G(v) + F(v, J), \quad (24)$$

а волновые числа линий полосатого спектра, как разности между термами, — выражением

$$\begin{aligned} \nu = T' - T'' &= (T_e' - T_e'') + (G' - G'') + (F' - F'') = \\ &= \nu_e + \nu_v + \nu_r, \end{aligned} \quad (25)$$

где, как правило, $\nu_e \gg \nu_v \gg \nu_r$. Значок ' обозначает, как обычно, верхнее, а'' — нижнее состояние.

Все линии, соответствующие переходам между одними и теми же электронными и колебательными термами, но различными ротационными термами, образуют одну полосу. Для определенной полосы ν_e , ν_v , ν' и ν'' постоянны, в то время как J' , J'' и ν_r изменяются от линии к линии. То место на полосе, для которого $\nu_r = 0$, обозначается как нулевое место. Оно определяется равенством $\nu_0 = \nu_e + \nu_v$. Как общее правило, нулевое место не занято никакой спектральной линией.

Все полосы, которые соответствуют переходам между теми же электронными термами, но различными вибрационными и ротационными термами, образуют систему полос. Эта система эквивалентна одной единственной линии линейного спектра. Для заданной системы ν' , ν'' и ν_v изменяются от полосы к полосе, в то время как ν_e остается постоянным. То место в системе, для которого $\nu_v = \nu_r = 0$, называется основной линией. Как правило, это место не запол-

няется никакой спектральной линией и не совпадает ни с одним из нулевых мест, принадлежащих системе полос. Однако основная линия важна при изучении смещений, вызванных изотопией. Системы полос, соответствующие переходам между различными электронными термами, объединяются по аналогии с линейными сериями в серию систем.

Если молекула только вращается, то согласно волновой механике термы имеют вид $F(J) = B \cdot J(J+1)$, где $B = \frac{h}{8\pi^2 cI}$ и момент инерции $I = \mu r^2$. Приведенная масса μ связана с массами обоих партнеров, образующих молекулу, следующим равенством: $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}$; r есть неизменное расстояние между ядрами. Если принять во внимание растяжение, вызванное центробежной силой, то:

$$F(J) = B_e J(J+1) + D_e J^2 (J+1)^2 + \dots + [\text{члены, содержащие более высокие степени } J(J+1)]; \quad (26)$$

B_e имеет то же значение, что и ранее, но в него входит $I_e = \mu r_e^2$, где r_e обозначает расстояние между ядрами в том случае, когда они находятся в положении равновесия, т. е. когда молекулу можно рассматривать как твердый ротатор, с моментом инерции I_e ; D_e — небольшая отрицательная константа, которую можно выразить через I_e и коэффициенты разложения в ряд потенциальной энергии обоих ядер. Коэффициенты членов более высокого порядка еще меньше. Так же, как и при простом периодическом движении, должно быть $J' - J'' = \Delta J = 1$. Разности двух термов дают в таком случае, если мы будем писать J вместо J'' :

$$\nu = \nu_r = 2B(J+1) + 4D(J+1)^3 + \dots, \quad (27)$$

т. е. на шкале ν получается ряд линий, находящихся почти на равных расстояниях друг от друга. Так как $\nu_e = \nu_v = 0$, то, очевидно, основной линии соответствует частота, равная нулю. Кроме того, так как энергии вращения и их разности чрезвычайно малы, то эти чисто ротационные полосы лежат в далекой инфракрасной области. Они были обнаружены в области от $\lambda = 100$ до $\lambda = 200 \mu$ для галоидоводородных молекул, однако эффекта изотопии, вследствие очень больших экспериментальных трудностей, установить не удалось.

Если бы ядра, кроме того, колебались около положения равновесия вдоль линии, соединяющей их центры, то для гармонического осциллятора по волновой механике мы имели бы:

$G(\nu) = \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)$, где ω_e пропорционально $\frac{1}{I_e}$ и обозначает частоту колебаний ядра. Так как молекулы представляют собой ангармонические осцилляторы, то

$$G(\nu) = \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - x_e \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots + y_e \omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \quad (28)$$

где x_e, y_e — малые константы: $1 \gg x_e \gg y_e \gg \dots$, $G(v)$ имеет наименьшее значение при $v = 0$, но полностью, не исчезает. У гармонического осциллятора расстояние между двумя соседними термами было бы постоянным и равнялось бы ω_e . В случае ангармонического осциллятора можно по аналогии обозначить средний интервал между двумя уровнями $(v+1)$ и $(v-1)$, который в этом случае зависит от v через ω_e . Таким образом

$$\begin{aligned} \omega_v &\equiv \frac{1}{2} [G(v+1) - G(v-1)] = \\ &= \omega_e - 2x_e \omega_e \left(v + \frac{1}{2}\right) + 3y_e \omega_e \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \dots \end{aligned} \quad (29)$$

Эту величину можно рассматривать так же, как расстояние между двумя воображаемыми уровнями $\left(v + \frac{1}{2}\right)$ и $\left(v - \frac{1}{2}\right)$ или просто как $dG(v)/dv$. ω_v уменьшается с увеличением v , так как x_e положительно и $\gg y_e$.

Изменение ротационного терма, получающегося благодаря одно-временному колебанию ядер, можно принять в расчет, заменив коэффициенты B_e, D_e через B_v, D_v , зависящие от v . Тогда получим

$$F(v, J) = B_v J(J+1) + D_v J^2(J+1)^2 + \dots, \quad (30)$$

где $B_v = B_e - \alpha \left(v + \frac{1}{2}\right) + \dots$, и $D_v = D_e + \beta \left(v + \frac{1}{2}\right) + \dots$. α и β — положительные константы, которые много меньше, чем B_e , или D_e . Здесь $B_v = \frac{h}{8\pi^2 c I_v}$, где I_v представляет собой эффективный момент инерции молекулы в состоянии колебания, которое определяется значением v . Так как $G(0) \neq 0$, то, строго говоря, уже для чисто ротационного спектра в равенстве (27) следует также писать коэффициенты с индексом v .

Далее если $v_e = 0$, но $v_v \neq 0$, то будет иметь место испускание (или поглощение) ротационно-колебательной полосы. Так как колебания ангармонические, то Δv может принимать значение 1, 2, 3, но, как правило, — не большие. Полосы лежат поэтому не в видимой, но в близкой инфракрасной области. Так как $v = v_v + v_r$ и $v_v \gg v_r$, то v остается положительным также для переходов $\Delta J = -1$. Мы, следовательно, получаем теперь две ветви — положительную или R -ветвь ($\Delta J = +1$) и отрицательную или P -ветвь ($\Delta J = -1$). Мы получим, если будем писать вместо J'' :

$$v = v_v + v_r = G(v') - G(v'') + F(v', J \pm 1) - F(v'', J). \quad (31)$$

Для построения разностей термов следует принять во внимание, что разности коэффициентов B и D теперь уже не равны нулю, но $B_{v'} - B_{v''} = -\alpha(v' - v'')$ и $D_{v'} - D_{v''} = \beta(v' - v'')$, где α и β постоянны, так как электронная энергия не меняется. Так как $\beta \ll \alpha$, то для v как функции J получаются две кривые, подобные параболам (рис. 28), которые, однако, вследствие того, что $\alpha \ll B_{v'} + B_{v''}$, почти вырождаются в прямые. Линия $P(0)$, ко-

торая должна была бы совпадать с нулевым местом, отсутствует, так как для нее должно быть $J' = -1$. Интенсивность линий, представляемая на рисунке длиной штрихов, будет в обеих ветвях регулироваться законом, определяемым бoльцмановским фактором. Такие полосы наблюдались для HF, HCl, HBr, CO и NO в области длин волн от 1 до 5 μ . При этом они наблюдались как полосы поглощения, для которых (при комнатной температуре) по большей части $\nu'' = 0$. Полоса, имеющая индексы (1,0), называется основной полосой, а полосы (2,0), (3,0) и т. д. соответственно: первой, второй и т. д., так как их нулевые места лежат вблизи ω_e , $2\omega_e$, $3\omega_e$.

Предыдущие рассуждения вполне строгими только в том случае, когда можно пренебрегать влиянием электронной энергии на ротационные термы, или тогда, когда результирующий момент, составленный из орбитальных моментов электронов и их спиновых моментов, для молекулы в целом равен нулю (т. е. в случае, когда дело идет о $^1\Sigma$ -терме). Если кроме скачков в ν и J имеет место также скачок в электронной оболочке (одновременность этих трех скачков, по крайней мере для неполярных молекул, требуется принципом соответствия), то ν_e также $\neq 0$ и линия переходит в видимую или ультрафиолетовую область. Проще всего обстоит дело в случае перехода $^1\Sigma \leftarrow ^1\Sigma$. Волновое число линии будет тогда равно

$$\nu = \nu_e + \nu_v + \nu_r = \nu_0 + F'(\nu', J \pm 1) - F''(\nu'', J). \quad (32)$$

При этом следует иметь в виду, что каждому электронному терму соответствует своя система констант B_e , α , I_e , r_e , D_e , β . . . Для того чтобы отметить различие между константами, соответствующими обоим термам, их следует снабдить значками ' и ''. Такими же значками следует снабдить и обозначения термов T_e , G и F . Для сокращения мы будем вместо $B'_{\nu'}$ и $B''_{\nu''}$ писать также B' , B'' . . .

Несмотря на сходство уравнений (31) и (32), определяемые ими полосы сильно отличаются по виду. Так как $(B' - B'')$ может принимать во втором (более общем) случае во много раз большие значения, то отклонение кривых $\frac{J}{\nu}$ от прямолинейности (параболический характер) будет в этом случае гораздо сильнее сказываться (см. рис. 27). Уже при малых J может быть достигнута вершина параболы и полоса образует „голову“. Далее, $(B' - B'')$ может принимать как положительные ($I' < I''$), так и отрицательные ($I' > I''$) значения. Поэтому полосы отнесены и в красную и в фиолетовую стороны. Наконец, так как в электронных полосах часто встречается переход $\Delta J = 0$, то должна существовать еще третья ветвь (нулевая ветвь или Q -ветвь). У ротационно-колебательных полос эта ветвь вследствие малости $F' - F''$ вся должна была стянуться к нулевому месту.

Если молекула имеет вращательный момент, происходящий от орбитальных моментов или спинов электронов, то этот момент должен вместе с моментом вращения ядер давать результирующий

момент вращения, который определяется квантовым числом J . В зависимости от силы взаимодействия следует различать различные типы связи (Korplung) моментов, из которых наиболее важными являются рассмотренные Гундом случаи связи a и b .

Связь моментов приводит к тому, что на месте $\sqrt{J(J+1)}$ в уравнении, определяющем ротационный терм, появляется число N , определяющее момент вращения ядер. N уже не является квантовым числом. В общем случае N складывается векториально (различным образом, в зависимости от типа связи) из квантовых чисел L и S для результирующих орбитального и спинового моментов Δ и Σ для компонент L и S , параллельных направлению линии, соединяющей ядра, $\Omega = |\Delta + \Sigma|$ — проекции результирующего электронного момента на линию, соединяющую ядра, квантового числа K , определяющего результирующий момент орбитального движения электронов и вращения ядер $\sqrt{K(K+1)}$ и квантового числа J , определяющего полный момент вращения

$$\sqrt{J(J+1)},$$

который складывается из момента вращения ядер, орбитальных и спиновых моментов электронов.

В случаях a и b , разобранных Гундом, имеем:

$$\left. \begin{aligned} N^2 &= J(J+1) - \Omega^2 + S(S+1) - \Sigma^2 \\ \text{или соответственно} \quad N^2 &= K(K+1) - \Delta^2. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Связь моментов обуславливает расщепление линии в мультиплеты, так что в общем случае должно появляться несколько P -, G - и R -ветвей с общими или отдельными нулевыми местами. Электронные термы обозначаются символами Σ , Π , Δ , Φ в зависимости от значения Δ ($= 0, 1, 2, 3, \dots$). Для учета остальных квантовых чисел каждый терм снабжается индексом, обозначающим мультиплетность терма ($2S+1$), помещаемым слева наверху, и индексом, помещаемым справа внизу, который указывает значение Ω .

Так например ${}^2\Pi_{1/2}$ означает дублетный Π -терм ($\Delta = 1$, $S = \frac{1}{2}$), для которого $\Omega = \frac{1}{2}$ и, следовательно, $\Sigma = -\frac{1}{2}$.

И в этом случае также ход интенсивности линий в пределах полосы определяется законом распределения Больцмана (рис. 27). Однако некоторые линии могут быть усилены благодаря совпадению линий различных ветвей. Согласно волновой механике у молекул с одинаковыми атомами, как например ${}^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ или ${}^{35}\text{Cl}^{35}\text{Cl}$, должны существовать своеобразные аномалии в ходе интенсивности линий, называемые „чередованием интенсивностей“. Если ядерный спин равен нулю, то каждая вторая линия ослаблена. По чередованию интенсивностей можно заключить о величине ядерного спина.

При вычислении ν_v или ν_0 в уравнении (32) и при распределении полос в систему следует иметь в виду, что каждый электронный терм имеет свою собственную функцию $G(v)$ с коэффициентами $\omega_e, x_e, y_e, \dots$ которые поэтому для отличия верхнего и нижнего термов должны быть снабжены значками ' и ". Для нулевого места

$$\nu_0 = \nu_e + \nu_v = \nu_e + G'(v') - G''(v''). \quad (32a)$$

Так как колебания ангармонические, то $v' - v'' = \Delta v$ может принимать все целочисленные значения; при этом в противоположность ротационно-колебательным полосам здесь возможны как положительные, так и отрицательные значения. (Ибо даже для отрицательных Δv частота ν остается положительной вследствие того, что $\nu_e \gg \nu_v$). Полосы с одинаковым конечным колебательным состоянием v'' (или соответственно с одинаковым начальным состоянием v') образуют серию полос. Полосы с одинаковым Δv образуют группу полос (рис. 24).

Между молекулярными константами существуют теоретические соотношения, при помощи которых можно все эти константы выразить через две важнейшие ω_e и B_e . Для констант x_e, α и D_e Кратцер нашел выражения

$$x_e = \frac{3B_e}{\omega_e}, \quad \alpha = \frac{6B_e^2}{\omega_e^2}, \quad D_e = -\frac{4B_e^3}{\omega_e^2}. \quad (34a)$$

Бэрдж вычислил коэффициент F_e и H_e двух следующих членов уравнений (26) и (30), содержащих $J^3(J+1)^3$ и $J^4(J+1)^4$:

$$\left. \begin{aligned} F_e &= \frac{2D_e}{B_e} - \frac{\alpha\omega_e D_e^2}{6B_e^3} \\ H_e &= \frac{3D_e F_e}{B_e} - \frac{5D_e^3}{B_e} + \frac{F_e^2}{D_e} - \frac{8D_e^2 x_e}{3\omega_e} \end{aligned} \right\} \quad (34b)$$

Бэрдж и Гаймен нашли для β :

$$\frac{\beta}{D_e} = \frac{\omega_e}{24B_e} \cdot \left(\frac{\alpha}{B_e}\right)^2 + 5\left(\frac{\alpha}{B_e}\right) - 8x_e. \quad (34c)$$

Джибсон на основании соображений, вытекающих из принципа соответствия, вывел, что y_e, ω_e и т. д. в уравнении (28) должны быть пропорциональны I_e^{-2}, I_e^2 и т. д.

Перейдем к рассмотрению эффекта изотопии. Чтобы несколько упростить вид уравнений, положим $u = \left(v + \frac{1}{2}\right)$. Тогда колебательные и ротационные термы примут вид

$$G(v) = \omega_e u - x_e \omega_e u^2 + y_e \omega_e u^3 + \dots \quad (35)$$

$$F(J) = (B_e - \alpha u)/N^2 + (D_e + \beta u)N^4 + F_e N^6 + H_e N^8 + \dots \quad (36)$$

Рассмотрим теперь изотопную пару двухатомных молекул MM' и $M^i M^i$. Атом с массой M' входит в обе молекулы, атомы с массами M и M^i принадлежат двум различным изотопам одного и

того же элемента. Пусть, например, M будет соответствовать более распространенному, а M^i — менее распространенному изотопу. Приведенные массы обеих молекул будут

$$\mu = \frac{MM'}{(M+M')} \quad \text{и} \quad \mu^i = \frac{M^iM'}{(M^i+M')} \quad (37)$$

Зависимость коэффициентов уравнений (35) и (36) от момента инерции (I_e), т. е. от приведенной массы ($\mu = I_e/r_e^2$), получается для ω_e и B_e из определения этих констант, а для остальных из уравнений (34). Так как r_e определяется зарядом ядра и поэтому его следует считать одинаковым для обеих молекул, то молекулы M и M^i различаются только по величине приведенной массы μ .

Введем для удобства обозначение $\sqrt{\frac{\mu}{\mu^i}} = \rho$. Отношение констант обеих молекул для заданного электронного терма будут представлять собой, как легко убедиться, простые степени ρ . Например, так как B_e изменяется пропорционально μ^{-1} , то

$$\frac{B_e^i}{B_e} = \frac{\mu}{\mu^i} = \rho^2.$$

Результаты для остальных коэффициентов можно сопоставить следующим образом:

$$\left. \begin{array}{l} \text{коэффициент:} \quad \omega_e, \quad x_e \omega_e, y_e \omega_e \dots B_e, \quad \alpha, \quad D_e, \beta, \quad F_e, \quad H_e \\ \text{пропорционален} \quad \mu^{-\frac{1}{2}}, \mu^{-1}, \mu^{-\frac{3}{2}}, \dots \mu^{-1}, \mu^{-\frac{3}{2}}, \mu^{-2}, \mu^{-\frac{5}{2}}, \mu^{-3}, \mu^{-4} \\ \frac{\text{коэфф.}^i}{\text{коэфф.}} \text{ пропорц.} \quad \rho, \quad \rho^2, \rho^3, \dots \rho^2, \rho^3, \rho^4, \rho^5, \rho^6, \rho^8 \end{array} \right\} (38)$$

Из равенств (37) и определения следует соотношение

$$2(\rho - 1) = \rho^2 - 1 = \frac{M'(M - M^i)}{M^i(M + M')} \quad (39)$$

Поэтому ρ будет больше 1 при $M > M^i$ и меньше 1 при $M < M^i$.

а) Эффект изотопии у электронных термов. Если этот эффект и может вообще наблюдаться, то он так же, как и в линейных спектрах, должен быть очень мал. Только если принять во внимание „поправку на собственное движение ядра“, то можно ожидать слабого расщепления термов. Теоретически этот вопрос пока еще не рассматривался. Дженкинс и Мак-Келлар¹⁴² утверждают, что им удалось обнаружить расщепление электронных термов для $^{10}\text{B}^{16}\text{O}$ и $^{11}\text{B}^{16}\text{O}$ по смещению начала полос. В большинстве случаев, однако, этим смещением можно полностью пренебречь. Только у изотопов Н он играет известную роль, благодаря большой относительной разнице масс. Недавно Джонстон и Доусон¹³³ сообщили о том, что ими открыт в спектре ОН эффект другого типа. Джиппсон¹³⁴ нашел, что изменения на 12 полосах, соответствующих переходам $^1\Pi \rightarrow ^1\Sigma$, в спектре $^1\text{H}^2\text{H}$ обнаруживают

эффект изотопии у электронных термов, причем расщепление равно $\Delta\nu = 135 \text{ см}^{-1}$. Джипсон указывает, что в линейном спектре элементарный (Боровский) эффект был бы равен 9 см^{-1} , если бы ядерные массы относились как массы ${}^1\text{H}^1\text{H}$ и ${}^1\text{H}^2\text{H}$. Эффект Юза-Эккарта дает для ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в 3,6 раза больше, следовательно 42 см^{-1} , т. е. величину того же порядка.

Бейтлер и Ми^{134d} находят, однако, что для того же электронного перехода (${}^1\Pi \rightarrow {}^1\Sigma$) $\Delta\nu$ равно только 30 см^{-1} . То же значение они получили и при измерениях линии, соответствующих переходу (${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$).

б) Эффект изотопии колебательных термов. Из уравнения (35) и трех первых равенств (38) следует для колебательного терма более редкой молекулы

$$G^i(\nu) = \rho \omega_e u - \rho^2 x_e \omega_e u^2 + \rho^3 y_e \omega_e u^3 + \dots$$

Для смещения термов, вызванного изотопией, будет иметь место совершенно строго равенство:

$$G^i(\nu) - G(\nu) = \left. \begin{aligned} &(\rho - 1) \omega_e u - (\rho^2 - 1) x_e \omega_e u^2 + \\ &+ (\rho^3 - 1) y_e \omega_e u^3 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (39a)$$

Если заменить $(\rho^2 - 1)$, $(\rho^3 - 1)$ через $2(\rho - 1)$, $3(\rho - 1)$, то приблизительно:

$$= \left. \begin{aligned} &G^i(\nu) - G(\nu) = \\ &= (\rho - 1) u (\omega_e - 2x_e \omega_e u + 3y_e \omega_e u^2 + \dots) \end{aligned} \right\} \quad (39b)$$

и согласно уравнению (29)

$$G^i(\nu) - G(\nu) = (\rho - 1) \left(\nu + \frac{1}{2} \right) \omega_v. \quad (39c)$$

Это уравнение, кроме того, что оно содержит конечное число членов, имеет еще и то преимущество, что в нем смещение выражено таким образом, что для его определения не надо заранее знать $G(\nu)$, так как величина ω_v (половина интервала между двумя последовательными вибрационными термами) непосредственно доступна измерению.

Изотопическое смещение полосы (ν' , ν'')

$$\nu_{\nu'}^i - \nu_{\nu''} = [G^{i'}(\nu') - G^{i''}(\nu'')] - [G'(\nu') - G''(\nu'')]$$

можно выразить строго согласно уравнению (39a)

$$\nu_{\nu'}^i - \nu_{\nu''} = \left. \begin{aligned} &(\rho - 1)(\omega'_e u' - \omega''_e u'') - (\rho^2 - 1)(x'_e \omega'_e u'^2 - \\ &- x''_e \omega''_e u''^2) + (\rho^3 - 1)(\dots) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (40a)$$

или приближенно согласно уравнению (39b)

$$\nu_{\nu'}^i - \nu_{\nu''} = (\rho - 1) [\nu_{\nu'} - (x'_e \omega'_e u'^2 - x''_e \omega''_e u''^2) + \dots] \quad (40b)$$

или по уравнению (39c)

$$\nu_{\nu'}^i - \nu_{\nu''} = (\rho - 1) \left[\left(\nu' + \frac{1}{2} \right) \omega'_{\nu'} - \left(\nu'' + \frac{1}{2} \right) \omega_{\nu''} \right]. \quad (40c)$$

Для полос с низкими значениями ν' и ν'' можно в уравнении (40b) пренебречь разностью квадратичных членов. При этом получим:

$$\nu_v^i - \nu_v = (\rho - 1) \nu_v. \quad (41)$$

В этом случае смещение, вызванное изотопией, составит 100 $(\rho - 1)$ процентов волнового числа, соответствующего более распространенной молекуле.

Для колебательного эффекта изотопии будет иметь место следующее: смещение для всех линий данной полосы (ν' , ν'') одинаково и поэтому имеет одно и то же значение как для головы полосы, так и для нулевого места. Величина смещения возрастает от полосы к полосе вместе с расстоянием ν_v нулевого места по-

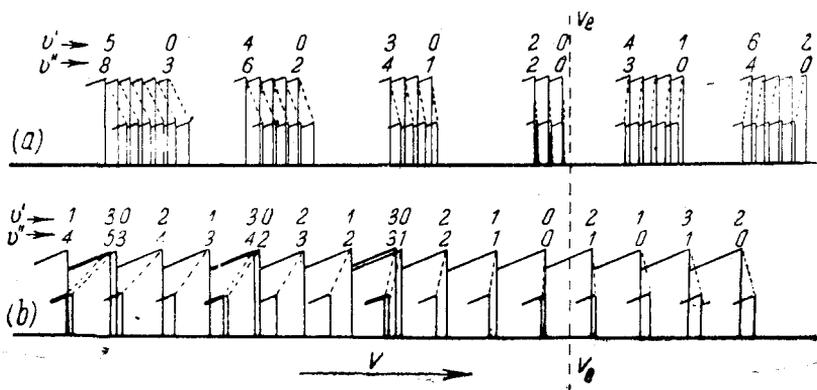


Рис. 24

лосы от начала системы ν_e и зависит от ν_v почти линейно. Оно может принимать большие значения, так как коэффициент $(\rho - 1)$ во многих случаях имеет порядок 0,01. Для начала системы смещение должно было бы равняться нулю, но оно не равно нулю для полосы (0,0), так как здесь $u' = u'' = \frac{1}{2}$. Эти соотношения иллюстрирует рис. 24 (по Мелликэну и Джевонсу), который показывает колебательный эффект изотопии в двух системах полос. В случае (a) группы полос ясно отделены друг от друга (ω'_e и ω''_e очень мало различаются между собой), и $(\rho - 1)$ отрицательно, т. е. более распространенная из обеих молекул является вместе с тем и более легкой, как например в случае ^{63}CuJ , ^{65}CuJ . В случае (b) группы полос вклиниваются друг в друга (ω'_e сильно отличается от ω''_e); $(\rho - 1)$ значительно больше, чем в случае (a), и имеет положительный знак, т. е. более распространенная молекула является более тяжелой, как например в случае ^{11}BO , ^{10}BO . Каждая линия представляет одну полосу; длинная — для более распространенной и короткая — для менее распространенной молекулы. Косые штрихи отмечают направление оттенения (в обоих случаях в крас-

ную сторону, что соответствует случаю, когда $\omega'_e < \omega''_e$). Пунктирные линии соединяют полосы с одинаковыми ν' , ν'' , расстояние между которыми определяет изотопическое смещение $\nu^i_\nu - \nu_\nu$. Знаки смещения по обе стороны от начала различны. Полоса более легкой молекулы всегда лежит дальше от ν_e , чем соответствующая полоса более тяжелой молекулы; это означает, что соответствующие друг другу системы полос двух (или многих) изотопных молекул построены совершенно одинаково и отличаются только масштабом. Для более легкой молекулы масштаб больше приблизительно в отношении $1:\rho$ или $\rho:1$.

Зависимость величины смещения от масс можно выяснить пользуясь приближенным равенством (39), определяющим ($\rho - 1$) — важнейший коэффициент в выражении для смещения. Прежде всего, мы видим, что смещение растет почти пропорционально разности масс обоих изотопов $M - M^i$. Так например смещение будет у одних и тех же полос почти вдвое больше для $^{30}\text{Si}^{14}\text{N} - ^{28}\text{Si}^{14}\text{N}$, чем для $^{29}\text{Si}^{14}\text{N} - ^{28}\text{Si}^{14}\text{N}$. Во-вторых, смещение, выраженное в процентах ν_ν , возрастает почти пропорционально массе M' второго атома в том случае, когда $M' < M$. Например, смещения (выраженные в процентах) для $^{65}\text{Cu}^{19}\text{F} - ^{63}\text{Cu}^{19}\text{F}$, $^{65}\text{Cu}^{35}\text{Cl} - ^{63}\text{Cu}^{35}\text{Cl}$ находятся в отношении $1:19:35$ (рис. 25). В-третьих, смещение, выраженное в процентах, быстро уменьшается с увеличением M , если $M - M^i$ и M' остаются постоянными, например, для $^{63}\text{Cu}^{37}\text{Cl} - ^{63}\text{Cu}^{35}\text{Cl}$ оно будет много больше, чем для $^{63}\text{Cu}^{81}\text{Br} - ^{63}\text{Cu}^{19}\text{Br}$.

Для колебательного эффекта в полосах с большими значениями ν' и ν'' , в особенности в системе с большими величинами $x'_e \omega'_e$ или $x''_e \omega''_e$, приближенное уравнение (41) уже недостаточно и следует применять более точное уравнение (40а). Это касается, в особенности, систем с длинными цепями полос. В этом случае пренебрежение квадратичными членами в равенстве (40b) уже недопустимо, так как одно квантовое число (ν' или ν'') достигает очень больших значений при очень малых значениях другого (ν'' или ν').

Изменение изотопического смещения от полосы к полосе в цепи полос лучше всего выражается равенством (40с).

Кривая, которая получится, если построить смещение в функции ν' , имеет вид параболы (рис. 26). Для полос, принадлежащих к цепи с данными ν' , смещение при увеличении ν' возрастает сначала почти линейно, затем проходит через максимум и далее с увеличением расстояния от начала опять падает. У всех цепей максимум лежит при одном и том же значении ν' . Заметим далее, что смещение может дважды изменять знак в пределах одной цепи полос.

Все эти свойства колебательного эффекта изотопии были впервые рассмотрены Патковским и Кэртисом⁹⁹, которым удалось также экспериментально обнаружить их при исследовании полос поглощения JCl.

γ) Эффект изотопии у ротационных термов. Из уравнения (36) и шести последних равенств (38) мы получаем для ротационного терма той молекулы, которая реже встречается:

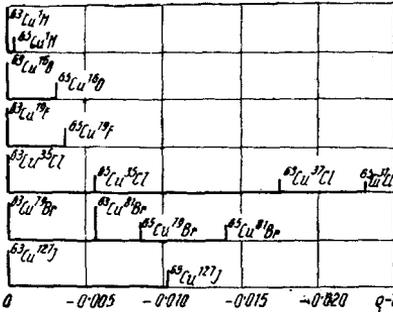
$$F^i(J) = \rho^2 B_e N^2 - \rho^3 a_i u N^2 + \rho^4 D_e N^4 + \\ + \rho^5 a_i u N^4 + \rho^6 E_e N^6 + \dots$$

и для смещения термов:

$$\left. \begin{aligned} F^i(J) - F(J) &= (\rho^2 - 1) B_e N^2 - \\ &- (\rho^3 - 1) a_i u N^2 + (\rho^4 - 1) D_e N^4 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Ротационная часть волнового числа линии, соответствующей переходу $v', J' \rightarrow v'', J''$ может быть поэтому написана так:

$$\nu_r + (B'_e N'^2 - B''_e N''^2) - (\alpha' u' N'^2 - \alpha'' u'' N''^2) + \\ + (D'_e N'^4 - D''_e N''^4) + \dots,$$



Это уравнение, которое построено аналогично уравнению (41), содержит важнейшие факты, относящиеся к эффекту изотопии в ротационных спектрах. Этот эффект иллюстрируется рис. 27. Ветви P, Q, R (переход ${}^1\Pi \rightarrow {}^1\Sigma$), относятся к более распространенным, а P^i, Q^i, R^i — к более редким молекулам. В данном случае более легкая молекула является вместе с тем менее распространенной; $(\rho^2 - 1)$ принято равным $+0,2$. Кресты на диаграмме обозначают действительно существующие спектральные линии, а пунктирные кривые получены в результате экстраполяции. Ротационное смещение линии приблизительно пропорционально разности волновых чисел данной линии (ν_r) и нулевого места (ν_0) и исчезает при ν_0 . Следовательно, расщепление линии, вызываемое изотопией, симметрично по отношению к нулевому месту и этим существенно отличается от совершенно аналогичного расщепления линий, вызываемого взаимодействием вращения ядер и движения электронов. Структура полос обеих изотопных молекул одинакова и отличается (так же как при колебательном эффекте) только масштабом, который для более легкой молекулы больше, чем для тяжелой в отношении $\frac{\rho^2}{1}$. Хотя коэффициент $(\rho^2 - 1)$ в формуле (44), определяющий величину ротационного смещения, приблизительно в два раза больше коэффициента $(\rho - 1)$ в уравнении (41), однако в общем ротационный эффект изотопии значительно меньше вибрационного, так как $\nu_r \ll \nu_v$. Для очень

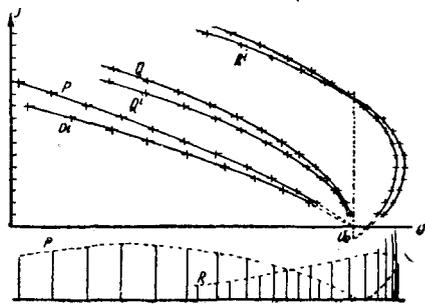


Рис. 27

растянутых полос он может все же достигать нескольких Å. Зависимость коэффициента ротационного эффекта изотопии от масс атомов M, M^i, M' практически та же, что и у коэффициента $(\rho - 1)$.

Ротационный эффект в том виде, в котором он изображен на рис. 27, может наблюдаться только у той полосы, для которой вибрационный эффект равен нулю. Для любой другой полосы наблюдаемое смещение алгебраически складывается из постоянного (в пределах полосы) вибрационного эффекта и изменяющегося ротационного (если отвлечься от ничтожно малого эффекта изотопии электронных термов). Поэтому параболы рис. 27 должны быть смещены по горизонтали на расстояние $\nu_v^i - \nu_v$ (в правильном направлении).

Общее смещение, вызываемое изотопией, может быть больше или меньше той части смещения, которая связана только с вибрационными термами и притом на величину, определяемую уравнениями (43) и (44).

б) Измерения изотопов по методу полосатых спектров

а) Общие соображения. Наблюдение смещений, вызываемых изотопией, важно не только потому, что оно может подтвердить существование изотопов, найденных при помощи масс-спектрографа, но также и потому, что в тех случаях, когда при помощи масс-спектрографа трудно убедиться в существовании нового изотопа,— как например в случае образования гидридов,— исследование полосатых спектров может дать определенный ответ, так как этот метод свободен от ряда недостатков, характерных для масс-спектрографического.

При отыскании редких изотопов методом каналовых лучей может случиться, что массовые числа, соответствующие искомым изотопам, заняты линиями молекул, что чрезвычайно затрудняет выделение истинных изотопов. Так например нахождение слабых изотопов С, N и O сильно затрудняется присутствием линий С, СН, СН₂, СН₃, СН₄, O, OH, OH₂ и ряда других, происходящих от загрязнений. При анализе полосатых спектров это затруднение совершенно отсутствует. Однако анализ полосатых спектров стал одним из важных средств исследования изотопии не только потому, что он может служить для подтверждения сомнительных изотопов и нахождения новых. Высокая прецизионность новейших измерений смещения, вызываемого изотопией, позволяет также с большой точностью определить значение ρ .

Для этого необходимо пользоваться точными равенствами (40) или (43), привлекая, в случае надобности, члены более высокого порядка. Однако измерение дает прямо значение массы изотопа только в случае изотопов элемента-стандарта (например при наблюдении смещений у $^{17}\text{O}^{16}\text{O}$, $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$). Во всех остальных случаях значение ρ дает возможность вычислить только отношение масс изотопов, да и то лишь при наблюдении полосатого спектра молекулы типа M_2 , ибо если $M' = M$, то $\frac{M}{M^2} = 2\rho^2 - 1$. В общем случае для определения массы изотопа по данным исследования спектральных полос необходимо знать как массу основного изотопа M , так и массу партнера, входящего в молекулу M' . Значения M и M' могут, очевидно, быть получены только при помощи масс-спектрографа. Как было указано Мекке и Вурмом¹¹¹, возможность точного непосредственного измерения масс изотопов этим методом зависит от того, насколько оправдывается предположение о равенстве междядерных расстояний в обеих молекулах, содержащих различные изотопы.

Действительно, измеряемое смещение дает непосредственно отношение обоих моментов инерции и значения масс изотопов — только при условии равенства расстояний. Расстояние ядер зависит прежде всего от внешнего поля ядра. Это поле может быть не идентичным для двух изотопов, как это показывают попытки

объяснения смещения, вызываемого изотопией в линейных спектрах элементов. Возможно также, что расстояние между ядрами зависит от их масс. Однако, как указывают Мекке и Вурм¹¹¹, отсутствие эффекта изотопии у электронных термов исключает эту возможность.

Далее совершенно ясно, что, производя измерение интенсивностей в полосатых спектрах, можно также определить относительную распространенность (о. р.) изотопов. Если о. р. изотопов M и M^i относятся как $a:1$, то относительная распространенность молекул MM' и M^iM' , соответствующих обоим изотопам, будет также $a:1$. Для молекул MM , M^iM , M^iM^i , составленных из атомов данного элемента, относительные распространенности будут: $MM:M^iM:M^iM^i = a^2:2a:1$, т. е. $MM:M^iM = \frac{1}{2}a:1$. Возьмем в качестве примера Br. Так как оба изотопа ^{79}Br и ^{81}Br имеют одинаковую распространенность, то в спектре молекулы Br_2 интенсивности линий, соответствующих $^{79}\text{Br}^{79}\text{Br}$, $^{81}\text{Br}^{79}\text{Br}$ и $^{81}\text{Br}^{81}\text{Br}$, будут находиться в отношении $1:2:1$. Это отношение и было действительно найдено Броуном¹⁶³. При определении о. р. изотопов на основании измерений интенсивности необходимо учитывать „чередование интенсивностей“ и всегда сравнивать сумму интенсивностей четного числа следующих друг за другом линий, принадлежащих к одной ветви M^iM , с суммой интенсивностей соответствующих линий MM или M^iM^i . Строго говоря, для сравнения интенсивностей могут служить только полосы поглощения невозбужденных молекул * (для которых $\nu'' = 0$). В полосах с большим ν'' отношение интенсивностей дает о. р. молекулы с данным значением ν'' , а это отношение не точно равно о. р. молекулы с $\nu'' = 0$, так как в термодинамическом равновесии относительная доля молекул с меньшим ω_e , т. е. более тяжелых, будет увеличена. Поправка, которую необходимо внести, чтобы учесть это обстоятельство, будет довольно велика, как показали Штенвинкель¹⁰¹ и Эллиот^{102, 103}. Так например Эллиот¹⁰² нашел, что отношение интенсивностей линий, соответствующих молекулам $^{35}\text{Cl}^{35}\text{Cl}$ и $^{35}\text{Cl}^{37}\text{Cl}$, вычисленное как среднее из многочисленных измерений с полосами (12,1), (6,2) и (12,2) равно 1,35. После внесенной поправки на бальтцмановский фактор, который при $\nu'' = 2$ равен 90%, относительная распространенность обеих молекул оказывается равной 1,46. Если учесть еще поправку на взаимное наложение линий, то это отношение надо еще немного увеличить. Окончательно значение о. р. будет равно 1,58. Это отношение можно вычислить также по химическому атомному весу хлора и весам изотопов 35 и 37, измеренным Астоном. Вычисленное таким путем отношение равно 1,59. Несколько сложнее обстоит дело для эмиссионных полос. Здесь уж нельзя сделать пред-

* Согласно Дунгэму¹⁰⁰ даже в этом случае вероятности перехода для различных изотопов неодинаковы. Однако этот эффект незначителен.

положение о термодинамическом равновесии, и, кроме того в этом случае даже при постоянном источнике света отношение интенсивностей изменяется от полосы к полосе. Так например Эллиот¹⁰³ получает для о. р. молекул $^{11}\text{B}^{16}\text{O}$ и $^{10}\text{B}^{16}\text{O}$ из измерений интенсивности линий эмиссионных полос (2,6) и (3,7) два резко отличных значения 3,50 и 4,37. Однако после поправки на функцию возбуждения эти числа становятся равными 3,68 и 3,61, т. е. получается хорошее совпадение.

β) Открытие новых изотопов. Анализ полосатых спектров привел к открытию изотопов ^{30}Si , ^{18}O , ^{17}O , ^{13}C , ^{15}N , (^8Be), (^{118}Cd) и (^{108}Cd). Мелликэн¹⁰⁴ обнаружил в спектре SiN изотоп ^{30}Si , который ранее причислялся Астоном²⁵ к группе сомнительных изотопов и существование которого позже³⁰ было подтверждено масс-спектрографически. Одновременно с этим Мелликэн подтвердил существование ^{29}Si . Для о. р. ^{30}Si Мелликэн находит величину немного меньшую, чем для ^{29}Si ; вместе они составляют приблизительно 1% от ^{28}Si . Недавно Мак-Келлар^{104a} нашел из измерений интенсивностей в спектре SiN , что $^{28}\text{Si} : ^{29}\text{Si} : ^{30}\text{Si} = 89,6 : 6,2 : 4,2$ (предварительные данные).

Красные атмосферные полосы O_2 состоят, согласно Дике и Бабкоку¹⁰⁵, из одной цепи ν' -полос (по Мелликэну переход $^1\Sigma \rightarrow ^3\Sigma$) с $\nu'' = 0$, из которых (0,0) и (0,1) обычно обозначаются буквами *A* и *B*. Вблизи линий полосы *A* Дике и Бабкок наблюдали 26 линий слабой полосы *A'*, которая, повидимому, имеет ту же структуру, но не может быть включена в ту же систему. Этот факт получил блестящее истолкование в работе Джокока и Джонстона¹⁰⁷, которые показали, что обнаруженные Дике и Бабкоком слабые спутники линий спектра O_2 принадлежат к полосе (0,0) молекулы $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$. Джокок и Джонстон установили, что вычисленные смещения линий (вибрационный и ротационный эффект) полностью совпадают с расстояниями между спутниками и основными линиями полосы *A*. Бабкок, который после этого снова проверил весь полученный экспериментальный материал, нашел еще 34 линии. Эти результаты не были опубликованы ввиду того, что не существовало полной уверенности в том, что найденные линии действительно принадлежат спектру O_2 . Однако Джокок и Джонстон, имевшие возможность воспользоваться новыми данными Бабкока, показали, что из 34 линий 27 принадлежат к ротационному спектру молекулы $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$. Это истолкование подтверждается тем, что линии полосы *A'* не дают чередования интенсивностей, характерного для спектра молекулы, состоящей из атомов с одинаковыми ядрами, как например $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$. Бабкок¹⁰⁸ подтвердил это истолкование, обнаружив слабую полосу *B'*, представляющую собой полосу (1,0) молекулы $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$. Далее Джокок и Джонстон показали, что 19 из 22 следующих еще более слабых линий, обнаруженных Бабкоком (полоса *A''*), следует приписать молекуле $^{17}\text{O}^{16}\text{O}$. Бабкок¹⁰⁸ подтвердил это истолкование измерением ряда других линий; кроме того он смог оценить о. р. изотопов ^{17}O

и ^{18}O . Оказалось, что $^{18}\text{O} : ^{16}\text{O} = 1 : 1250$ и $^{17}\text{O} : ^{18}\text{O} = 1 : 10^4$.

После того как Бэрдж нашел и устранил ошибку, вкравшуюся в определение нулевого места полосы A , произведенного ранее Дике и Бабкоком, оказалось, что совпадение между вычисленным и измеренным положением линий ^{18}O и ^{17}O практически полное.

Ноде¹¹⁸ обнаружил, что структура спектра поглощения NO может быть объяснена только в том случае, если предположить, что кроме $^{14}\text{N}^{16}\text{O}$ существует также $^{14}\text{N}^{18}\text{O}$ и $^{14}\text{N}^{17}\text{O}$. Он нашел для о. р. следующие значения: $^{16}\text{O} : ^{18}\text{O} : ^{17}\text{O} = 1075 \pm 100 : 1 : 0,12$. Для массы ^{18}O было очень скоро найдено точное значение путем прецизионного измерения ρ . Первое определение массы было проведено Мекке и Вурмом¹¹¹, которые использовали для этой цели ротационный эффект изотопии в полосе $(0,0)$. Однако по мнению Вайцеля они получили ошибочное значение. После того как Бабкок и Хог¹¹² промерили еще ряд линий полосы $(0,0)$, соответствующих $^{17}\text{O}^{16}\text{O}$ и линии полос $(0,0)$, $(1,0)$ и $(2,0)$, принадлежащие молекуле $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$, Бабкок и Бэрдж¹¹² вычислили, пользуясь методом, разработанным Бэрджем, прецизионное значение для ^{18}O ($18,0026$ с ошибкой, не превышающей 10^{-5}). Это значение было получено от вибрационного эффекта изотопии и очень хорошо совпадает с гораздо менее точным значением, найденным из ротационного эффекта. Для массы ^{17}O пока еще нет спектроскопических определений. Джиок²²⁰ получил для нее прецизионное значение ($17,0029$), пользуясь данными опытов с расщеплением атомов, произведенных Киршем. Способ, употребленный Джиоком, был впоследствии использован Чадвиком, Констэблем и Поллардом²²¹ для определения масс ряда других изотопов. Однако так как эти значения получены при определенных допущениях относительно структуры исследуемых ядер, то мы не будем приводить их здесь.

О. р. изотопов кислорода были найдены Мекке и Чайльдсом¹¹³ путем особенно тщательных измерений и оказались равными $^{16}\text{O} : ^{18}\text{O} : ^{17}\text{O} = 630 \pm 20 : 1 : 0,2$. Интенсивности линий, измеренные нулевым методом, после учета аномалий в ходе интенсивности у симметричной молекулы $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ непосредственно дают отношение, в котором смешаны между собой изотопы. При этом, конечно, необходимо принимать во внимание поправку на закон распределения интенсивностей, впервые примененную Эллиотом в его измерениях спектров Cl_2 и VO . Чтобы определить эту поправку, Мекке и Чайльдс измерили с точностью до $1-2\%$ распределение интенсивности в полосах атмосферы и приняли во внимание влияющие температуры.

Неожиданный факт большой распространенности ^{18}O , обнаруженный Бабкоком и Ноде, должен приводить к большому различию между стандартами, применяющимися в химии ($\text{O} = 16$) и в масс-спектрографии ($^{16}\text{O} = 16$). Атомные веса, найденные при помощи масс-спектрографа, необходимо умножать еще на $0,99978$ для того, чтобы сравнивать с атомными весами, измеренными хими-

ческими методами. Согласно новым масс-спектрографическим измерениям Смайза ^{83a} о. р. изотопа ¹⁶O еще выше и составляет 1/500; поэтому переводной множитель равен 0,99973.

Кинг и Бэрдж ¹¹⁴ показали, что в спектре молекулы C₂ наиболее сильные полосы (1,0) и (2,0), соответствующие переходам (³Π → ³Π), имеют слабых спутников, линии которых смещены от соответствующих линий главной полосы ¹²C¹²C на расстояния, равные изотопическим смещениям, вычисленным для молекулы ¹³C¹²C. Присутствие ¹³C¹²C было также установлено Бэрджем ¹¹⁵ в спектре поглощения CO (по наблюдениям Гопфильда) и Кингом и Бэрджем ¹¹⁶ в „фиолетовых“ полосах CN. Так как у ¹²C ядерный спин равен нулю, то у симметричной молекулы ¹²C¹²C в главной полосе наблюдается выпадение линий, в то время ¹³C¹²C не дает никакого „чередования“. Измерение о. р. в этом случае очень затруднительно, так как при различных температурах излучения источника получаются резко различные значения. Кинг и Бэрдж дают приближенное значение ¹³C : ¹²C = 1 : 400. Отношение масс ¹³C к ¹²C по данным этих авторов равно 13 : 12 с точностью до 10⁻⁴. Относительный дефект массы ¹³C должен быть поэтому равен $+3,0 \pm \sqrt{0,3^2 + \left(\frac{13}{12}\right)^2} = +3,0 \pm 1,1$ (если для ¹²C взять атоновское значение массы). Для массы находим ¹³C = 13,0039. О. р. по новым данным Дженкинса и Орнштейна равны приблизительно ¹³C : ¹²C = 1 : 106. Это значение хорошо согласуется с масс-спектроскопическими измерениями Тэта, Смайза и Вона ^{59a}, Вона, Уилльямса и Тэта ^{59b} и с химическим весом, для которого Вудхэд и Уитлоу-Грэй ²²⁸ нашли значение 12,011, но несовместимо с интернациональным атомным весом С.

Ноде ¹¹⁸ нашел в уже упомянутых полосах NO ясные признаки присутствия молекулы ¹⁵N¹⁶O. Существование ¹⁵N было твердо установлено Герцбергом ¹¹⁹ при измерениях в спектре N₂, на линиях полос, принадлежащих переходу ³Π → ³Π. Наилучшее спектроскопическое определение этого изотопа принадлежит Морфи и Юрею ¹¹⁰, которые из измерений интенсивностей в спектре NO нашли: ¹⁵N : ¹⁴N = 1 : 346. Это отношение было получено в предположении, что справедливо данное Мекке и Чайльдсом значение ¹⁸O : ¹⁶O. О. р. изотопа ¹⁵N, найденная Морфи и Юреем, почти не отличается от величины, полученной Бэрджем и Менцелем ²²⁷ из атоновского значения массы ¹⁴N и химического атомного веса N, равной 1 : 320. При помощи масс-спектрографа для о. р. получается значение 1 : 265 ± 8. Для массы ¹⁵N Бэрдж ¹²¹ находит из измерений Герцберга значение 15,0027, откуда следует, что относительный дефект массы равен +2,0.

Ватсон и Паркер нашли в полосе (0,0) системы (²Π → ²Σ) молекулы ВеН слабые линии, которые соответствуют изотопическому смещению для ⁸Ве ¹H. О. р. ⁸Ве : ⁹Ве по оценке авторов составляет 1 : 2000.

Однако Ольсон, исследовавший тот же спектр, сомневается

в существовании ^{8}Be и истолковывает часть соответствующих линий как результат интерференции.

Согласно предварительному сообщению Свенсона¹²⁴ в спектре CdH можно по изотопическому смещению не только подтвердить присутствие известных изотопов ^{114}Cd , ^{112}Cd , ^{110}Cd и ^{116}Cd , но и обнаружить также новые изотопы ^{118}Cd и ^{108}Cd . Подтверждения этого мы пока еще не имеем.

γ) Измерение известных изотопов. Смещение, вызываемое изотопией в ротационно-колебательных спектрах, было впервые обнаружено Лумисом⁹³ и Кратцером при анализе наблюдений Аймса¹²⁵, относящихся к полосе поглощения (2,0) молекулы HCl. Лумису и Кратцеру удалось доказать, что в спектре HCl присутствуют оба изотопа ^{35}Cl и ^{37}Cl . Компоненты $^1\text{H}^{35}\text{Cl}$ и $^1\text{H}^{37}\text{Cl}$ (рис. 28) были впоследствии полностью разделены

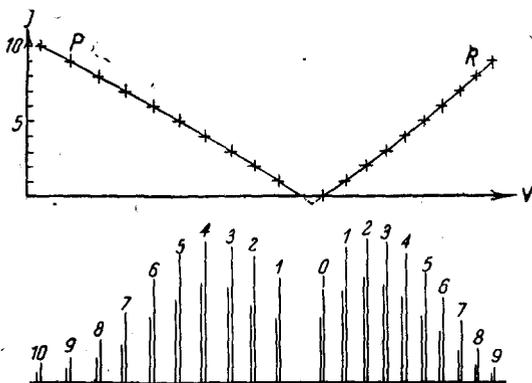


Рис. 28. По Джевансу

Мейером и Левиным¹²⁶ не только в полосе (2,0) при $1,75\mu$, но также в основной полосе (1,0) при $\lambda = 3,46\mu$. Беккер¹²⁷, тщательно промерив линию P (3) полосы (2,0), высказал предположение о существовании ^{39}Cl и указал на то, что присутствие этого изотопа подтверждается также данными Мейера и Левина¹²⁶. Геттнер и Боле¹²⁸, снявшие полосы (2,0) при большей разрешающей силе, нашли вблизи каждого дублета третьего спутника соответствующего ^{39}Cl , и у некоторых линий — намеки на присутствие изотопа ^{40}Cl . Однако Гарди и Сезерлэнд¹²⁹, снявшие ту же полосу при еще большей дисперсии, не смогли найти никаких следов ^{39}Cl и ^{40}Cl , хотя они могли бы обнаружить эти изотопы даже при $\rho = 1:1500$. Отсюда следует, что максимумы, найденные Геттнером и Боле, имеют какое-то иное происхождение. Ашлей и Дженкинс¹⁴⁸, изучавшие электронные полосы AgCl в видимой области, исключают существование ^{39}Cl с еще большей определенностью: по данным их измерений $^{39}\text{Cl}:^{35}\text{Cl} < 1:4400$.

Мы уже упоминали о том, что по утверждению Кальмана и Ла-

зарева⁵⁶ им удалось открыть ^{39}Cl (при помощи масс-спектрографа), имеющий еще меньшее значение ρ , чем приведенное выше. Однако, если даже это открытие подтвердится, оно не сможет служить аргументом в пользу данных Геттнера и Боме, так как ρ слишком мала для того, чтобы ^{39}Cl можно было обнаружить спектроскопически. Для недавно открытого изотопа ^2H , как показали Гарди, Беккер и Деннисон¹³⁰, также можно установить изотопическое смещение. Так как ρ для ^2HCl и ^1HCl очень велико, то вибрационный эффект очень ясно выражен и нулевое место полосы (1,0) лежит при 4,8 μ . Таким образом полоса (1,0) резко отделена от полосы (1,0) молекулы ^1HCl и каждая линия ее в свою очередь состоит из дублета, соответствующего молекулам $^2\text{H}^{35}\text{Cl}$ и $^2\text{H}^{37}\text{Cl}$. Точное измерение ρ , вместе с атоновскими значениями масс ^1H и ^{35}Cl , дает для массы ^2H значение $2,01367 \pm 0,00010$ в прекрасном согласии с величиной, найденной (измеренной при помощи масс-спектрографа) Бейнбриджем^{71,76}. Брамлей, на основании теоретических соображений вносит в это значение небольшую поправку и получает для массы ^2H величину $2,01360 \pm 0,0010$.

В электронных полосах, лежащих в видимой и ультрафиолетовой области, кроме уже упомянутых новых изотопов, был обнаружен также целый ряд изотопов, найденных впервые на масс-спектрографе. Для ^2H ротационный и вибрационный эффекты наблюдались Ашлеем¹³² в спектре H_2 (обогащенная проба) и Джонстоном и Доусоном¹³³ — в спектре OH (также обогащенная проба). В небогатенных пробах (чистая вода) Чемберлен и Куттер¹³⁴ нашли несколько слабых линий спектра OH , которые следует приписать ^2H . На обогащенных пробах вибрационный и ротационный эффект был изучен также Гольстом и Гюльтенем^{134а} в спектре AlH , Дике и Блю^{134б} в спектре $^1\text{H}^2\text{H}$ и $^2\text{H}_2$, Джипсоном^{134с} на 12 полосах системы $^1\text{H}^2\text{H}$ и Бейтлером и Ми^{134д} в спектрах флюоресценции $^1\text{H}^2\text{H}$. Гольст и Гюльтен установили при прецизионных измерениях ρ^2 , что нельзя пренебрегать влиянием электронной системы на момент инерции молекулы. Для изотопов ^6Li и ^7Li колебательный и ротационный эффект изотопии был найден Гарвеем и Дженкинсом¹³⁵ в спектре Li_2 . Для ρ : $^7\text{Li}:^6\text{Li}$ Накамура¹³⁶ дает на основании измерений спектра LiH значения, лежащие в пределах от 2:1 до 8:1, в зависимости от условий возбуждения. Вик и Коверинг¹³⁷ находят из измерений интенсивностей линий в спектре Li_2 значение $^7\text{Li}:^6\text{Li} = 7,2:1$. Этот результат находится однако в противоречии с наилучшим масс-спектрографическим определением ρ , произведенным Бейнбриджем⁵³.

Прецизионное измерение ρ по вибрационному эффекту изотопии у Li_2 , произведенное Мак-Келларом и Дженкинсом¹³⁸, дает $^7\text{Li}:^6\text{Li} = 2\rho^2 - 1 = 1,1690 \pm 0,0003$. То же значение ρ получается и при измерении ρ по ротационному эффекту изотопии. Эти измерения еще усиливают расхождение с данными масс-спектрографическими исследований Бейнбриджа⁵³ и да-Коста⁴². Для изотопов

бора ^{10}B и ^{11}B вибрационный и ротационный эффект был найден Мелликэном в спектре BO (первое наблюдение изотопического смещения в электронных полосах). Наблюдения Мелликэна были подтверждены Дженкинсом¹⁴⁰. Эллиот путем тщательного измерения интенсивностей в спектре BO нашел для о. р. $^{11}\text{B}:^{10}\text{B}$ значение $3,63 \pm 0,02$. Патон и Эльми¹⁴¹ из измерений в спектре BH получают для о. р. значение $4,86 \pm 0,15$. Так как для гидридов изотопическое смещение имеет относительно малую величину, то можно думать, что влияние поправок в этом случае также будет меньше сказываться.

Прецизионное измерение ρ для спектра BO дало возможность Дженкинсу и Мак-Келлару с большой точностью определить отношение масс $^{11}\text{B}:^{10}\text{B}$. Оно оказалось равным $1,09961 \pm 0,00006$. Это значение полностью совпадает с вычисленным на основании данных Астона. Таким образом в работе Дженкинса и Мак-Келлара был впервые независимо от масс-спектроскопии измерен наклон (в определенной точке) астоновской кривой относительных дефектов масс, с точностью, значительно превышающей точность измерений Астона.

Эффект изотопии для изотопов Mg 24, 25 и 26 наблюдался Ватсоном¹⁴³ в спектре MgH , Пирсом¹⁴⁴ — в спектре MgH^+ и Дженкинсом и Гринфельдом в спектре поглощения MgF . Изотопы Si : 28, 29 и 30 наблюдались Мелликэном¹⁰⁴, Мак-Келларом^{104a} и Дженкинсом и ДеЛашло¹⁴⁶. Изотопы хлора 35 и 37 наблюдались многими исследователями как в спектрах инфракрасной области, так и в спектрах, лежащих в видимой области. Как уже указывалось, Эллиот¹⁰² произвел точное определение о. р. в спектре поглощения Cl_2 и нашел: $^{35}\text{Cl}:^{37}\text{Cl} = 1,46:1$. Это отношение следует еще немного увеличить (максимум на 20%), так как для части линий возможно наложение. На основании данных о чередовании интенсивности в спектре Cl_2 можно определить также ядерный спин ^{35}Cl . Изотопы Cl наблюдались также следующими авторами. Махан-ти^{146a} в спектре $^{27}\text{AlCl}$, Гедфельдом¹⁴⁷ в спектре $^{40}\text{CaCl}$, Ашлеем и Дженкинсом у AgCl , Петрикальном и Гохбергом¹⁴⁹ у $^{115}\text{InCl}$, Джевоном¹⁵⁰ и Фергюсоном¹⁵¹ у $^{119}\text{SnCl}$ (причем Джевонос нашел также очень слабые признаки эффекта изотопии, соответствующего Sn , хотя разрешающая сила аппарата была слишком мала для того, чтобы этот эффект можно было установить), Гибсоном⁹⁷, Вильсоном¹⁸², Патковским и Кэртисом¹⁹⁹, Дэрбишайром¹⁵³ и Броуном и Гибсоном¹⁵⁴ — в спектре ^{127}JCl , Фергюсоном¹⁵⁵ у $^{197}\text{AuCl}$, Виландом¹⁵⁶ у $^{200,6}\text{HgCl}$ и Бутковым¹⁵⁷ у $^{204}\text{TeCl}$. Изотопы калия 39 и 41 наблюдались Ритчлем и Вилларом^{158, 159} в спектре K_2 . Для изотопов Cu 63 и 65 Мелликэн¹⁶⁰ идентифицировал полосы изотопных молекул Cu^1H . Ритчль¹⁵⁹ измерил изотопическое смещение (вибрационный эффект) в спектрах галогенидов Cu — для молекул Cu^{19}F , Cu^{35}Cl , Cu^{37}Cl , Cu^{79}Br , Cu^{81}Br и Cu^{127}J . В спектре Cu^{127}J эффект изотопии был обнаружен уже Мелликэном¹⁶⁰, который предполагал, что ему удалось отыскать новый

изотоп ^{61}Cu . Бромлей¹⁶¹ находит из измерений Ритчля для масс изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu отношение $^{63}\text{Cu} : ^{65}\text{Cu} = (63-x) : (65-x)$. Таким образом относительный дефект массы для обоих изотопов оказывается равным — с точностью до $2 \cdot 10^{-6}$. Для Zn Виланд¹⁵⁶ наблюдал в спектре Zn ^{127}J два наиболее распространенных изотопов 64 и 66. Для изотопов Ga 69 и 71 вибрационный эффект был измерен в спектре Ga ^{35}Cl Петрикальном и Гохбергом¹⁴⁹. Шапиро, Гиббс и Лаубенгайер¹⁶² обнаружили в спектре Ge ^{32}S эффект изотопии, соответствующий изотопам германия 70, 72, 74 и 76, и нашли для их о. р. значения 61:68:100:11. Для изотопов (71), (73) и (75) эффект не был обнаружен. Изотопы Br 79 и 81 были обнаружены Броуном¹⁶³ в спектре поглощения Br₂, Племлеем^{163a} в спектре флюоресценции Br₂, Виландом¹⁵⁶ у $^{202}\text{HgBr}$ и Бутковым¹⁵⁷ в спектре поглощения $^{204}\text{TlBr}$. Изотопы Sr 88 и 86 были найдены Гарвеем и Дженкинсом¹³⁵ в спектре Sr ^{19}F и Гедфельдом¹⁴⁷ в полосах Sr ^{35}Cl , Sr ^{37}Cl , Sr ^{73}Br , Sr ^{81}Br . Для изотопов серебра 107 и 109 изотопическое смещение наблюдалось Бенгстеном и Лоссоном¹⁶⁴ в спектре Ag ^1H и Брайсом¹⁶⁵ в спектрах Ag ^{35}Cl , Ag ^{37}Cl , Ag ^{79}Br , Ag ^{81}Br , Ag ^{127}J . Для изотопов Sb 121 и 123 вибрационный эффект был найден Ноде¹⁶⁶ в спектре поглощения Sb₂. Изотопы Ba 136 и 138 были обнаружены Гедфельдом в полосах Ba ^{35}Cl , Ba ^{37}Cl , Ba ^{39}Br , Ba ^{81}Br . (Изотопы 135 и 137 не были найдены.) Для Hg Гюльтен и Мрозовский¹⁶⁸ нашли в полосах Hg ^1H эффект изотопии, соответствующий изотопам с массовыми числами 198, 200, 202 и 204. Виланд¹⁵⁶ приписал некоторые кванты в спектре Hg Br молекулам $^{198}\text{Hg}^{79}\text{Br}$, $^{202}\text{Hg}^{79}\text{Br}$, $^{198}\text{Hg}^{81}\text{Br}$ и $^{202}\text{Hg}^{81}\text{Br}$.

Основные изотопы свинца 206, 207 и 208, согласно Блументалю¹⁶⁹, можно обнаружить в спектре Pb ^{16}O . Свинец был первым элементом, у которого было обнаружено различие в спектрах изотопов — Гребе и Коненом¹⁷⁰.

Эти авторы показали, что высшие члены выбранной ими спектральной серии, соответствующей урановому свинцу, имеют длины волн, отличающиеся на $0,055 \text{ \AA}$ от длин волн соответствующих линий обычного свинца.

с) Смещения, вызываемые изотопией в спектрах трехатомных и многоатомных молекул

Для этого случая пока еще нет разработанной теории. Попытки построения такой теории были сделаны Салантом и Розенталем¹⁷¹ и Аделем^{171a}. Анри и Гоуэлл¹⁷² наблюдали эффект изотопии для Cl в спектре COCl_2 ; Гудив и Штейн¹⁷³ нашли этот эффект в спектре ClO_2 . Кроме того, Бартоломе и Клузиус^{173a} и Эллис и Зорге^{173b} наблюдали изотопию H в инфракрасных полосах поглощения водяного пара. Франк и Вуд обнаружили изотопию в ультрафиолетовом спектре водяного пара.

2. Смещения, вызываемые изотопией в линейных спектрах

Для выяснения разницы в линейных спектрах изотопов одного и того же элемента в общем случае необходимо кроме непосредственного различия в массе учесть также другие отличия.

Поэтому эффект изотопии оказывается для линейных спектров гораздо более сложным и запутанным и теоретическое истолкование его значительно менее полным, чем для полосатых спектров.

а) Системы с одним электроном

Соотношения оказываются простыми только для систем с одним электроном (H, He⁺, Li⁺⁺, Be⁺⁺⁺...), для которых полностью справедлива боровская теория. Для ядра с массой M или M^i , вокруг которого вращается электрон с массой m_e , имеет место, при учете движения ядра, следующее известное соотношение:

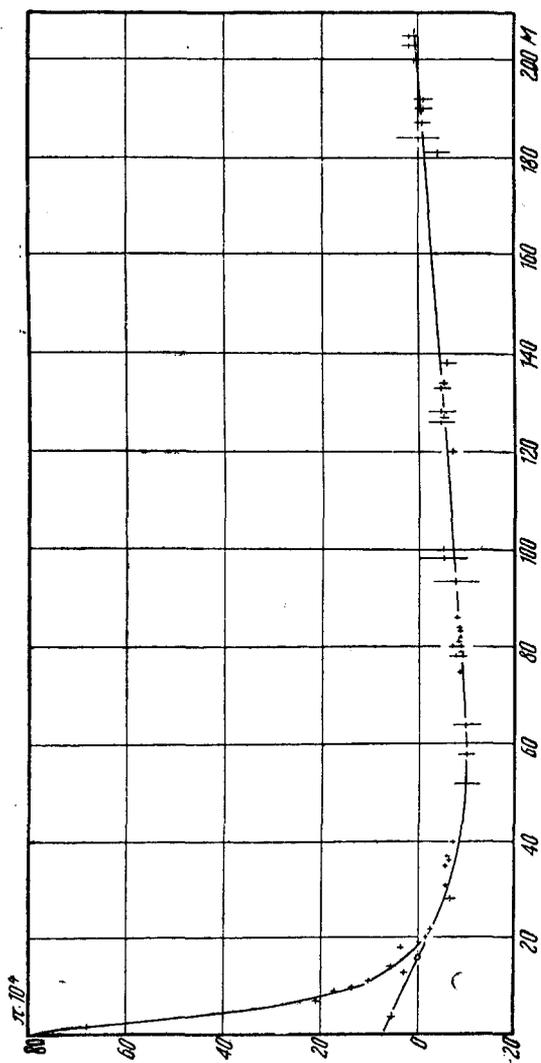
$$\nu = \frac{2\pi^2 Z^2 e^2}{ch^3} \cdot \frac{Mm_e}{M+m_e} \cdot \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (45)$$

где Z —заряд ядра, а n' и n'' главные квантовые числа, соответствующие верхнему и нижнему уровню. Смещение, вызванное изотопией, составляет поэтому:

$$\nu^i - \nu = \frac{2\pi^2 Z^2 e^2}{ch^3} \left(\frac{M^i m_e}{M^i + m_e} - \frac{M m_e}{M + m_e} \right) \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{m_e (M^i - M) \nu}{M M^i}. \quad (46)$$

Практически единственный, но зато тем более выразительный, пример использования этого соотношения мы находим для водорода. У изотопа H с массой 2 вычисленное смещение составляет для линий α , β , γ и δ серии Бальмера ($n''=2$) соответственно 4,16, 5,61, 6,29, 6,65 см^{-1} . Юрей, Брикведде и Морфи¹⁷⁹ не только могли обнаружить существование изотопа ^2H при исследовании слабых спутников линий бальмеровской серии, но им удалось также обогатить этот редкий изотоп путем фракционной дистилляции жидкого водорода. Линии ^2H должны, очевидно, иметь дублетную структуру, как и линии ^1H . Для линии α ^2H Юрею и его сотрудникам действительно удалось разрешить дублет; для остальных линий можно было установить только их значительную размытость, которую и следовало ожидать для неразрешенных дублетов. При этом оказалось, что линии менее широки и диффузны, чем соответствующие линии ^1H ,—очевидно, из-за более слабого Допплер-эффекта. (Атомы ^1H вследствие меньшей массы при той же температуре двигаются в среднем в 1,4 раза быстрее, чем атомы ^2H .) Отношение содержания ^2H к ^1H было оценено примерно в 1/4000. Оценка производилась путем определения длительности экспозиции, необходимой для того, чтобы на пластинке могли появиться соответствующие линии ^1H или ^2H . Этот результат совпадает с предположениями Бэрджа и Менцеля²²⁷. Эти авторы указали на то, что после открытия изотопов O, обладающих сравнительно

большой распространенностью, найденное ранее совпадение между химическим атомным весом водорода и измеренным Астоном весом изотопа ^1H становится непонятным и его можно объяснить только допустив существование ^2H с о. р., равной 1:4500.



Однако указанное совпадение было вначале дискредитировано измерениями Блэкнея⁶¹, согласно данным которого о. р. ^2H должна быть значительно менее (1:30 000). Так как Юрей и его сотрудники¹⁷⁵ указали, что значение о. р., полученное ими, могло быть искажено влиянием абсорбции и так как Гарди, Баркер и Денни-

сон ¹³⁰ нашли при исследовании полосатых спектров величину, близкую к результатам Блэкнея (1:35 000), то в течение некоторого времени значение, данное Блэкнеем, считалось наиболее правильным. Рэнк ¹⁷⁶ в своих измерениях, произведенных с Н-линией, оценил о. р. изотопа ²H еще ниже (1:80 000).

После нового определения массы изотопа ¹H, произведенного Бэйнбриджем ⁷², который получил результат, практически совпадающий с астоновским, вопрос об о. р. тяжелого изотопа водорода стал более ясным. Новейшие измерения привели к его полному решению. После того как Уошборн и Юрей ²²⁵ открыли, что вода старых электролитических ванн значительно богаче ²H, чем обычная вода, Льюис и Макдональд ²²⁶ разработали метод получения „тяжелой“ воды, состоящей практически на 100% из ²H₂O. Эти авторы смогли из своих экспериментов с обогащением воды изотопом ²H установить, что о. р. этого изотопа в обычной воде составляет около 1:6500 (результат приблизительной оценки). Блэкней и Гульд ⁶² показали, кроме того, что о. р. изотопа ²H зависит от предистории применяемой воды, а для водорода, полученного из чистой дождевой воды путем процесса, в котором устранено обогащение легким изотопом, о. р. ²H:¹H составляет 1:5000 ± 10%.

Баллард и Уайт ¹⁷⁷, работая с тяжелой водой Льюиса, смогли обнаружить смещение, вызванное изотопией также и на первых шести линиях серии Лаймана ($n''=1$).

Льюису и Спиддингу ¹⁷⁸ удалось для сильно обогащенного тяжелым изотопом водорода разрешить также дублет ²Hβ и доказать меньшую доплеровскую размытость этой линии по сравнению с той же линией легкого изотопа. Они показали далее, что изотоп водорода с массой 3, который также пытались отыскать Юрей и его сотрудники ¹⁷⁴, во всяком случае не может существовать в количестве, большем 1/1000, относительно количества ²H. Отсюда следует, что о. р. этого изотопа в обыкновенном водороде ³H:¹H < 1:6 · 10⁶. Однако, как упоминалось ^{65a}, существование ³H было недавно твердо установлено и для отношения ³H:¹H найдено значение 1:10⁹.

В самое последнее время Герц ¹⁷⁹ получил при помощи своего особого метода чистый ²H, в котором нельзя обнаружить присутствие ¹H ни оптически, ни методами масс-спектро스코пии. Это означает, что ¹H присутствует в количестве заведомо меньшем, чем 1%.

b) Системы с многими электронами

Смещение линий, вызванное изотопией, было установлено для многих тяжелых элементов. Однако эти смещения, как правило, значительно больше, чем следовало бы ожидать на основе уравнения (46), в котором простейшим способом учитывается поправка на массу ядра. Несмотря на это, изменения интенсивности дают

возможность получать очень точные значения σ . Так например для изотопов Li Шюлер¹⁸⁰ находит из измерений интенсивностей компонент сверхтонкой структуры — линии $\lambda = 5485 \text{ \AA}$, принадлежащей к спектру Li^+ , отношение σ . р. ${}^7\text{Li}:{}^6\text{Li} = 10,5 \pm 10\% : 1$, в то время как Орнштейн, Врисуик и Вольфсон^{180a} указывают для этого же отношения величину $8,1 \pm 0,4$.

Для изотопов бора Орнштейн и его сотрудники получили при измерениях с линией $\lambda = 2497,7 \text{ \AA}$ отношение ${}^{11}\text{B}:{}^{10}\text{B} = 4,43 : 1$. Смещение, вызванное изотопией в спектре Ne, наблюдалось и было измерено Ганзенем¹⁸², Томасом и Эвансом¹⁸³, а также Нагаока и Мишима¹⁸⁴. Орнштейн и Врисуик¹⁸⁵ нашли при измерениях линий $\lambda = 5852 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6402 \text{ \AA}$ отношение ${}^{20}\text{Ne}:{}^{22}\text{Ne} = 10 : 1$.

Теория смещения, вызванного изотопией для атомов с несколькими электронами, была дана Юзом и Эккартом¹⁸⁶. В этой теории, кроме элементарной боровской поправки на движение ядра, которая в равной мере касается всех термов атома и не зависит от того, находится ли атом в нормальном или ионизированном состоянии, учитывается еще вторая поправка на массу ядра, которая относится не ко всем состояниям атома. Она равна нулю, когда все электроны двигаются совершенно независимо друг от друга. Таким образом эта дополнительная поправка существенным образом зависит от того, в какой степени координировано вращение отдельных электронов вокруг ядра, т. е. насколько сильно в этом движении проявляются фазовые соотношения. Что фазовые соотношения действительно важны для поправки на массу, можно легко убедиться: если бы все электроны стали вращаться вокруг ядра в одном направлении, то для того, чтобы сбалансировать это движение, ядро должно было бы двигаться значительно сильнее, чем в том случае, когда движения отдельных электронов не связаны между собой, или в том случае, когда вращательные моменты, соответствующие движению отдельных электронов вокруг ядра, попарно скомпенсированы.

Юз и Эккарт¹⁸⁶ рассчитали этот эффект для двух- и трехэлектронных систем (Li^+ и Li). Для линии $\lambda = 5485 \text{ \AA}$, принадлежащей к спектру Li^+ ($2^3P \rightarrow 1^3S$), получается по элементарной теории (уравнение 46) смещение компонент, соответствующих ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, равное $(\nu^i - \nu)_{\text{эле}} = -0,24 \text{ см}^{-1}$. Однако измерения Шюлера¹⁸⁷ дают для смещения компонент величину $(\nu^i - \nu)_{\text{набл}} = -1,41 \text{ см}^{-1}$. Элементарная теория дает, следовательно, только одну пятую наблюдаемой величины. Поэтому главная часть эффекта изотопии должна быть отнесена за счет влияния „фазовых соотношений“, регулирующих движение электронов. То, что в данном случае элементарная поправка играет подчиненную роль, объясняется тем, что она почти одинаковым образом входит в начальный и конечный терм и поэтому на частоте линии сказывается очень слабо; напротив, поправка, связанная с „фазовыми соотношениями“, влияет только

на начальный терм 2^8P и поэтому полностью проявляется на частоте линии. Теория Юза и Эккарта вместе с элементарной поправкой дает для данного случая величину $(\nu^i - \nu)_{\text{выч}} = -1,06 \text{ см}^{-1}$, прекрасно совпадающую с результатами наблюдения. Для Li смещения, вызванные изотопией, были наблюдаемы и измерены Юзом¹⁸⁹, причем результаты измерений подтвердили теоретические вычисления. Бартлетт и Гиббонс¹⁹⁰ распространили теорию Юза и Эккарта на системы с многими электронами и нашли, что для Ne вычисленные величины смещений частично совпадают с величинами, измеренными Нагоака и Мишима¹⁸⁴.

Диккинсон¹⁹¹ также находит, что для ^{206}Pb и ^{208}Pb теоретически вычисленные смещения совпадают с измеренными Копферманном²¹⁰ и Шюлером и Джонсом²⁰¹.

с) Исследования сверхтонкой структуры

а) Общие соображения. Мы встречаемся здесь с вопросом, который и с экспериментальной и с теоретической стороны является чрезвычайно сложным. Тот факт, что расщепление линий, называемое „сверхтонкой структурой“, существует также у элементов, для которых твердо установлено отсутствие изотопов, показывает, что изотопия не является единственной причиной этого расщепления. По аналогии с грубой мультиплетной структурой, которая определяется законами взаимодействия орбитального момента и спина электрона (квантовые числа L и S), для объяснения сверхтонкой структуры следует прежде всего учесть взаимодействие результирующего вращательного момента внешней электронной оболочки, определяемого квантовым числом J и вращательного момента (спина) атомного ядра, определяемого квантовым числом I . Результирующий момент вращения атомной системы F , образующийся сопряжением векторов I и J , может при $I \geq J$ принимать $(2J+1)$ различные значения и при $J \geq I - (2I+1)$ значения. Соответственно этому термы расщепляются на $(2J+1)$ или $(2I+1)$ компонент. Расщепление термов (расстояние между компонентами) пропорционально магнитному моменту ядра μ . Картину расщепления спектральной линии, т. е. ее сверхтонкую структуру, можно определить, зная закон расщепления термов и принимая во внимание правило отбора для переходов между различными состояниями. Кроме условия $\Delta J = 0, \pm 1$, здесь прибавляется еще совершенно аналогичное условие $\Delta F = 0, \pm 1$, причем переход $F = 0 \rightarrow 0$ следует считать запрещенным. По числу термов и относительной интенсивности различных компонент сверхтонкой структуры можно вычислить I в то время, как измерение абсолютных значений интервалов этого магнитного расщепления дает магнитный момент ядра μ . Определение обеих этих величин и представляет основную цель исследований сверхтонкой структуры. Если сверхтонкая структура отсутствует в спектре данного элемента, то это может объясняться либо малостью магнитного момента ядра, либо тем, что $I = 0$.

Нулевой ядерный спин может, следовательно, быть строго установлен только по выпадению линий в полосатых спектрах.

Наличие изотопов двояким образом усложняет сверхтонкую структуру. Во-первых, в том случае, когда смещение, вызванное изотопией, достаточно велико, компоненты, соответствующие отдельным изотопам, смещены друг относительно друга; во-вторых, I и вместе с ним число компонент сверхтонкой структуры может для различных изотопов принимать различные значения.

Анализ сверхтонкой структуры для большего числа элементов как будто бы указывает на то, что ядерный спин μ для изотопов с четными массовыми числами равен 0 (или, может быть, единице), в то время как для изотопов с нечетными массовыми числами он равен $1/2$ или нечетному кратному $1/2$. Поэтому линии четных изотопов, как правило, не расщепляются и наблюдается только описанное выше смещение, связанное с поправкой на массу ядра. Линии, соответствующие нечетным изотопам, распадаются на несколько компонент (число которых определяется величиной I). Центры тяжести линий, соответствующих различным нечетным изотопам, смещены друг относительно друга, а также по отношению к линиям четных изотопов. При этом, однако, оказывается, что во многих случаях смещение, вызванное изотопией, на один-два порядка превышает величину поправки, даваемую уравнением (46). В некоторых случаях даже знак смещения оказывается противоположным знаку элементарной поправки. Из уравнения (46) следует, что более тяжелому изотопу должен соответствовать терм с большей частотой. Однако в ряде случаев эксперимент дает противоположный результат. Так например эксперименты Шюлера и Вестмейера²⁰⁴ показывают, что у Zn^+ линии тяжелых изотопов 68 и 66 смещены по отношению к линиям изотопа 64 в сторону меньших частот, причем величина смещения для равных линий изменяется от 0,08 до 0,10 $см^{-1}$. По Шюлеру и Джонсу¹⁹² знак смещения, вызванного изотопией, у всех термов Hg , Hg^+ и Tl^+ одинаков, но противоположен знаку смещения у термов Tl , Pb^+ и Pb . Далее, хотя расстояние между центрами тяжести расщепленных термов двух нечетных изотопов равно расстоянию между термами четных изотопов, центры тяжести термов нечетных изотопов не лежат точно посередине интервала между термами четных изотопов. Это, повидимому, указывает на то, что теория поправки на массу ядра, даже после тех существенных улучшений, которые были сделаны в ней Юзом и Эккартом, все же не в состоянии дать полное объяснение всем фактам, найденным при исследовании эффекта изотопии в линейных спектрах. Следует думать, что кроме различия в массах ядер (и различия в спине) для объяснения этих явлений надо учесть еще другие причины. Бартлетт указал на следующую возможность: если допустить, что электрон, принадлежащий к периферии атома и принимающий участие в создании спектра, может при своем движении проникать в глубь ядра, то следует учитывать то влияние, которое указывает на его энергию взаимо-

действие с внутриядерным полем. Это взаимодействие будет различно для различных изотопов элемента. Силовое поле при $r > r_0$ (r_0 — радиус ядра) можно считать кулоновским, а при $r < r_0$ — равным $-\frac{Ze}{r_0}$. Далее, можно считать, что изотопы имеют различные r_0 , причем $\frac{\Delta r_0}{r_0} \sim \frac{\Delta M}{M}$. При этих предположениях можно, как это показал Барлетт, объяснить смещения, вызванные изотопией в спектрах Tl, Pb и Hg. Рака¹⁹⁴ развил и дополнил теорию Барлетта, приняв во внимание поправку, связанную с релятивистской природой электрона, и поправку на экранирование ядра внешними электронами, после чего вычислил смещения, связанные с изотопией, причем оказалось, что вычисленные значения более чем в сто раз превышают наблюдаемые. Однако Розенталь и Брейт¹⁹⁵ указали на то, что в расчете Рака неправильно (преувеличенно) определена вероятность для электрона пройти поблизости от ядра. Если же определить эту вероятность более точно, то оказывается, что по порядку величины результаты теории и эксперимента совпадают (см., однако, относящиеся сюда замечания Шюлера и Вестмейера¹⁹⁶).

β) Новые открытия. Несмотря на то, что влияние изотопии на сверхтонкую структуру спектральных линий остается пока еще недостаточно выясненным как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении, исследование сверхтонкой структуры уже сейчас дает ценные сведения относительно существования ряда изотопов и их о. р.

Шюлеру¹⁹⁷ удалось измерением интенсивности компонент линий показать, что о. р. расщепленных изотопов Hg лежит между 25 и 32%, что полностью совпадает с данными Астона (30%). Далее, Шюлер и Кейстон¹⁹⁸ измерили о. р. расщепляющихся (нечетных) изотопов Cd и нашли, что она равна 23%. Так как смещение, вызванное изотопией, у Cd отсутствует, то была измерена только суммарная о. р. расщепляющихся и нерасщепляющихся изотопов.

После того как Шюлер и Брюк¹⁹⁹ нашли признаки существования изотопии у Tl, Шюлер и Кейстон²⁰⁰ показали (раньше чем были опубликованы относящиеся к тому же вопросу данные Астона), что появляющиеся при анализе сверхтонкой структуры лишние компоненты, не укладывающиеся в простую схему, могут быть легко объяснены, если предполагать что у Tl имеются два нечетных изотопа. Массовые числа этих изотопов можно определить зная атомный вес и пользуясь известным правилом Астона для изотопов элементов с нечетным порядковым номером. Это будут числа 203 и 205. Несмотря на то, что спин ядра одинаков для обоих изотопов, их все-таки можно обнаружить раздельно вследствие того, что: а) некоторые термы дают изотопическое смещение, б) в некоторых случаях интервал расщепления у 205 на 1—2% ниже, чем у 203, т. е. μ имеет для обоих изотопов различное значение. Измерения интенсивности дают для о. р. ^{203}Tl ; $^{205}\text{Tl} =$

$\approx 1:2,3$, что находится в полном согласии с интернациональным атомным весом 204,39. Анализ сверхтонкой структуры дал также возможность Шюлеру и Джонсу²⁰¹ установить существование изотопа свинца ^{204}Pb , который сначала причислялся Астоном к сомнительным изотопам. Этот результат был получен Шюлером и Джонсом еще до того, как Астон окончательно подтвердил существование этого изотопа. Массовое число было определено по положению линии, соответствующей ^{204}Pb , по отношению к линиям ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb . О. р. была найдена посредством измерения интенсивности линий и оказалась равной 1%.⁰

Изотоп свинца с массой 209, который по Астону должен существовать с такой о. р., которая позволяла бы обнаружить его существование спектроскопическими методами, не был найден Шюлером и Джонсом, несмотря на то, что при такой интенсивности он должен был бы быть замечен.

Авторы указывают также на то, что найденные Астоном изотопы ^{203}Pb и ^{205}Pb , о. р. которых, по данным Астона, очень мала, являются изобарами ^{203}Tl и ^{205}Tl и поэтому могут быть легко спутаны с последними, так как спектроскопически можно установить присутствие Tl даже в чистом (аккумуляторном) свинце.

γ) Измерения с известными изотопами. Кроме уже упомянутых исследований Li и Ne, изотопическое смещение было обнаружено при исследовании сверхтонкой структуры также у целого ряда элементов, изотопы которых известны. Толанский²⁰² объясняет влиянием изотопии расширение линий, наблюдающееся в спектре Cl. Шюлер и Джонс¹⁹² считают, что несимметричное размытие резонансных линий ^{39}K следует объяснить наложением линии ^{41}K на фиолетовую сторону линии ^{39}K . Ритчль обнаружил смещение, вызванное изотопией, в спектре Cu. Шюлер и Вестмейер²⁰⁴ исследовали смещения в спектре Zn и подтвердили существование четных изотопов 64, 66 и 68 и нечетного изотопа 67. У In Пашену и Кэмпбеллу при исследовании сверхтонкой структуры не удалось обнаружить никаких следов второго изотопа. Это вполне согласуется с результатами Астона³⁰. У Ba Кругер, Гиббс и Вильямс²⁰⁵ нашли изотопическое смещение между центрами тяжести уровней, соответствующих четным 136, 138 и нечетным 135, 137 изотопам. Грэс, Уайт и Мор²⁰⁶ считают, что три компонента сверхтонкой структуры в спектре W, лежащие на равных расстояниях друг от друга, соответствуют изотопам 182, 184, 186. Аномалии в ходе интенсивности заставляют предполагать существование четвертого, нечетного, изотопа 183, который должен иметь магнитное расщепление. У ртути Шюлер и Кейстон²⁰⁷ нашли для ряда линий, что компоненты нерасщепляющихся четных изотопов 198, 200, 202 и 204 разделены вследствие изотопического смещения и при этом расположены в том же порядке, что и массовые числа. Центры тяжести линий магнитно-расщепляющихся нечетных изотопов 199 и 201 расположены между линиями четных изотопов таким образом, что последовательность массовых чисел сохраняется. Измере-

ния интенсивности, произведенные на ряде линий, полностью подтверждают найденные Астоном о. р. У свинца различие в спектре изотопов было впервые установлено и промерено Аронбергом и Мертоном²⁰⁹. Путем исследования сверхтонкой структуры Копферманн²¹⁰ твердо установил существование изотопов ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb и при сравнении чистого уранового свинца (206) с чистым ториевым свинцом (208) нашел сильное смещение линий. Тот же самый результат получили Мак-Леннан, Мак-Лей и Крауфорд²¹¹. Розе и Гранат²¹² нашли, что о. р. изотопов ^{207}Pb и ^{208}Pb в урановом свинце значительно больше, чем в обычном. Это наблюдение согласуется с данными Астона. Далее, оказывается, что смещения, вызванные изотопией для трех главных изотопов, значительно больше в спектре Pb^+ , чем в спектре Pb . Муракава²¹³ утверждает, что анализ сверхтонкой структуры не только дает возможность обнаружить три главных изотопа свинца, но позволяет также подтвердить существование изотопов 204 и 210. Для о. р. изотопов свинца Муракава дает следующие значения (находящиеся в резком противоречии с данными Астона): $^{204}\text{Pb} : ^{210}\text{Pb} = 8 : 1$ и $^{206}\text{Pb} : ^{207}\text{Pb} : ^{208}\text{Pb} = 47,7 : 25,9 : 26,4$.

Копферманн²¹⁴ и Джексон²¹⁵ установили, что в спектре Rb центры тяжести уровней, соответствующих обоим изотопам 85 и 87, совпадают между собой и поэтому смещение, вызываемое изотопией, не может быть измерено. Аналогичное положение имеет место и для K . Копферманн и Вит-Кнудсен²¹⁶ нашли, что компоненты четных изотопов K не разделяются и совпадают с центром тяжести нечетного изотопа 83. При этом, однако, не исключено маленькое смещение порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$. У X согласно данным Копферманна также имеет место совпадение центров тяжести линий, соответствующих различным изотопам. Однако в этом случае оба нечетных изотопа — ^{129}X и ^{131}X — имеют различные магнитные и механические моменты ядер. Для Ga Кемпбелл²¹⁸ нашел, что центры тяжести компонент, соответствующих изотопам ^{69}Ga и ^{71}Ga , почти совпадают. Поэтому если изотопическое смещение и существует, то оно должно быть очень мало. Однако так как ядра обоих изотопов имеют различные магнитные и механические моменты, то эти изотопы могут быть обнаружены раздельно. То же самое имеет место, согласно Толанскому^{218а}, для обоих изотопов Sb . Согласно Грэсу и Мору²⁰⁶, у Mo в противоположность гомологичному W , если и существует изотопическое смещение, то, во всяком случае, ничтожно малой величины. Наблюдаемое расщепление на две компоненты может быть объяснено также магнитным расщеплением нечетных изотопов. У Sr эти авторы не находят вообще никакой сверхтонкой структуры. Очень малое изотопическое смещение определенных термов было установлено Шюлером и Вестмейером для Cd .

В общем, как установили Шюлер и Джонс¹⁹², изотопическое смещение для легких и тяжелых элементов значительно больше, чем для элементов со средним атомным весом, у которых

оно во многих случаях вообще не поддается измерению. Знак (или направление) смещения несколько раз изменяется при переходе от одного элемента к следующему за ним. Величина смещения для различных элементов варьирует в очень широких пределах. Для изотопов одного и того же элемента, как показали Грэс и Мор²⁰⁶, одинаковым разностям масс соответствуют приблизительно одинаковые смещения.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Обзор методов

а) Метод каналовых лучей. Для нахождения новых изотопов, для определения масс и измерения о. р. наиболее общее применение имеют рассмотренные в разделе II методы анализа каналовых лучей. Из них метод парабол дает не только спектр масс, но для каждой отдельной массы также и энергетический спектр, благодаря чему значительно облегчается истолкование найденных значений $\frac{m}{e}$. Этот метод можно считать аналогичным методу скрещенных призм в оптике, если рассматривать одну из переменных, характеризующих каналовой луч, а именно скорость, как нечто, соответствующее длине волны светового луча. По отношению к другой переменной $\frac{m}{e}$ все масс-спектрографы действуют как призмы. Так как метод парабол не содержит в себе никаких возможностей для фокусировки, то его уточнение (увеличение точности в определении масс) возможно только путем сильного сужения пучка, т. е. только при значительном увеличении его интенсивности. В методах, рассмотренных в пп. 2 и 3, путем фокусировки достигается значительное увеличение интенсивности, а следовательно, точности. Астоновский метод сводит в одну точку части парабол, ограниченные одними и теми же параллелями к оси y (фокусировка скоростей); благодаря диафрагмированию двумя узкими коллиматорными щелями лучи обладают ничтожной расходимостью. В этом методе возможность фокусировки направлений не используется. Демстер сводит в точку лучок лучей со сравнительно большой расходимостью по направлениям; благодаря тому, что все массы проходят одну и ту же разность потенциалов, все они обладают приблизительно одинаковой энергией. Следовательно, от парабол остаются только те точки, которые лежат на определенной параллели к оси y . Оптической аналогией прибора может служить линза, не корректированная на хроматизм, которая дает резкую картину только для монохроматических лучей. Методы, описанные в пп. 6а и 6б (двойная фокусировка направлений и скоростей), должны давать еще большую резкость линии, соответствующей отдельному значению $\frac{m}{e}$. Эти методы эквивалентны по этому применению ахроматических линз.

Для всех указанных методов характерно применение отрезков (или точек) парабол, соответствующих одним и тем же отрезкам (или точкам) на оси абсцисс, т. е. одним и тем же значениям энергии. Поэтому, кроме измерения масс, пользуясь этими методами, возможно также произвести измерение о. р. для изотопов путем сравнения интенсивности отдельных линий. При этом, однако, для легких изотопов необходимо принимать специальные меры предосторожности и вносить некоторые поправки.

Методы, описанные в пп. 4а и 4б, в противоположность только что упомянутым используют те точки парабол, которые лежат на одной и той же прямой, проходящей через начало координат, так как в этих методах производится выделение из первичного пучка частиц с определенной линейной скоростью. Метод 4а позволил Бэйнбриджу произвести наиболее точное определение массы изотопов. Так как в методе 4б (Смайз и Маттаух) легко можно производить электрометрическое измерение распределения энергии всех ионов (сумма проекций парабол на ось x), то в известных случаях можно произвести определение о. р. изотопов. Кроме того, этот метод должен давать возможность очень точного сравнения масс изотопов, далеко отстоящих друг от друга, если только массовые числа относятся как квадраты целых чисел. Несколько в стороне от всех этих методов стоит описанный в п. 5 метод Лауренса и его сотрудников, который, однако, до сего времени не был применен для исследования изотопов.

б) Спектроскопия. Все методы анализа каналовых лучей имеют один общий недостаток, а именно, они не позволяют с уверенностью устанавливать существование редкого изотопа в том случае, когда принадлежащее ему значение $\frac{m}{e}$ может совпасть с одним из значений $\frac{m}{e}$, соответствующих возможным загрязнениям или образованию гидридов. От этого недостатка свободны описанные в разделе III методы оптической спектроскопии. Поэтому они оказываются особенно ценными для отыскания слабых изотопов. Так как эффект изотопии у полосатых спектров в общем значительно сильнее, чем у линейных, то методы, описанные в п. 1, позволили обнаружить большое число новых изотопов для легких и средних элементов и подтвердить существование ряда изотопов, бывших ранее под сомнением. Обнаружение изотопии возможно также и для тяжелых элементов в том случае, когда известен полосатый спектр, соответствующий элементу при его соединении с подходящим партнером. Кроме того, этот метод при благоприятных обстоятельствах позволяет определить с большой точностью отношение масс двух изотопов одного и того же элемента. Измерение о. р. изотопов при этом методе не столь легко и возможно только при учете соответствующих поправок.

Рассмотренные в п. 2 методы анализа линейных спектров и метод исследования сверхтонкой структуры позволяют как раз для наиболее тяжелых элементов производить очень точное измерение

о. р. изотопов. Вследствие недостаточной выясненности эффекта изотопии для линейных спектров точное определение масс изотопов по этому методу еще невозможно.

с) Другие методы. В этом обзоре не были рассмотрены изотопы радиоактивных элементов и методы их обнаружения, а также методы расщепления атомов. Последние не только дают возможность обнаруживать нестабильные изотопы, но позволяют также точно измерять массы известных изотопов из энергетического баланса уравнения реакции при помощи соотношения эквивалентности Эйнштейна. Для этого, однако, с одной стороны, необходимо знание остальных членов уравнения реакции (для чего во многих случаях приходится пользоваться значениями масс изотопов, определенными другими способами) и, с другой стороны, необходимо иметь уверенность в том, что из энергетического баланса не выпадает энергия, приходящаяся на квант γ -лучей.

По этому методу была, например, определена Джоком 220 масса ^{17}O на основании данных об атомном расщеплении, полученных Киршем, Чадвиком, Констэблем и Поллардом 221 . Точно так же новый изотоп ^3H был сначала найден в опытах Олифанта, Гартека и Резерфорда 221a при расщеплении дейтронов дейтонами на основании реакции $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + ^1\text{H}$. Для ^3H , а также и для предполагаемого ^3He ($^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$) существует уже весьма большое число определений масс.

Из методов разделения изотопов были упомянуты только те, которые дают 100-процентное разделение ^{18, 19, 43, 66, 179, 225, 226}.

Кроме того, не был отмечен так называемый „магнитно-оптический метод“ Аллисона 223 , при помощи которого возможно не только обнаруживать в растворах элементы и соединения, если их концентрация составляет всего $1:10^{11}$, но также облегчать открытие редких изотопов. Аллисон утверждает, что при эффекте Фарадея существует весьма малое, но тем не менее доступное измерению запаздывание между моментом приложения магнитного поля к раствору, в котором находится исследуемое вещество, и результирующим вращением плоскости поляризации света. Это время запаздывания должно быть характерным для химических соединений и для изотопов катионов. Однако если даже согласиться с тем толкованием, которое придает Аллисон своим экспериментам (см. возражения Морья и Вебба 223), то все-таки следует отметить, что этот метод не может дать значений массовых чисел и в состоянии дать только весьма приблизительные указания об относительной распространенности найденных изотопов. Хотя при помощи этого метода найдено некоторое число „новых“ изотопов, однако сопоставление их с определенными массовыми числами основано на специальных гипотезах.

2. Таблица изотопов

а) Изотопы и методы их обнаружения. Прилагаемая таблица изотопов содержит кроме порядкового номера Z каждого

элемента массовые числа m всех известных в настоящее время изотопов этого элемента, а также разности $m - Z$. Если считать, что ядро построено из протонов и электронов, то число основных элементов ядерной структуры будет равно m и $m - Z$; если же считать ядро состоящим из нейтронов и протонов, то величинами, определяющими число основных элементов, будут соответственно Z и $m - Z$. Получаемые непосредственно из эксперимента m и Z определяют число основных элементов для случая, если ядро состоит из нейтронов и позитронов.

5-я колонка дает краткие сведения о методах, посредством которых был найден и исследован данный изотоп и притом в исторической последовательности, так что метод, при помощи которого было сделано открытие изотопа, приведен первым. При этом m обозначает исследования по методу масс-спектрографии, b — по полосатым спектрам, l — по линейным спектрам и С. Т. С. — по исследованию сверхтонкой структуры. Буквы, поставленные в скобки рядом с обозначением метода, указывают на автора, причем A_1 относится к тем работам Астона, в которых он пользовался своим первым прибором, A_2 — к работам Астона, сделанным на втором приборе, В — относится к Бэйнбриджу, D — к Демстеру, Th — к Дж. П. Томсону, Z — к Зеemannу и де-Гиру и W — к Блэкнею и сотрудникам. Если буква отсутствует, то это означает, что соответствующий изотоп наблюдался при помощи масс-спектрографа большим числом исследователей. Для целого ряда элементов, как например S, Cu, Ti, Cr, Sr и т. д., Астону удалось при работе с вторым прибором найти новые изотопы (в некоторых случаях имеющие довольно большую о. р.), которые он не мог обнаружить на своем первом приборе. Поэтому, для элементов, изотопы которых были исследованы Астоном только на первом приборе и более никем не изучались (как например Fe и Ni), следует ожидать открытия новых изотопов, отсутствующих в таблице. Для тех элементов (K, Cl), у которых исследование С. Т. С. может доказать только существование смещения, но не позволяет определить массовые числа, значок С. Т. С. относится к обоим изотопам сразу.

б) Несуществующие или сомнительные изотопы. Многие изотопы, которые особенно усиленно отыскивались, с очень большой достоверностью можно считать несуществующими.

Так, о. р. для ${}^3\text{He}$ или ${}^5\text{He}$: ${}^4\text{He} < 1,4 \cdot 10^4$ ^{59b,61,63,64}; для ${}^{23}\text{Ne}$: ${}^{20}\text{Ne} < 1 \cdot 10^4$ ^{57, 75} (позднее Кальман и Лазарев⁵⁶ сообщили о том, что интенсивность ${}^{23}\text{Ne}$ по отношению к ${}^{20}\text{Ne}$ составляет $1 : 2 \cdot 10^3$); для ${}^{21}\text{Na}$ или ${}^{25}\text{Na}$: ${}^{23}\text{Na} < 1 : 3 \cdot 10^3$, а ${}^{22}\text{Na}$: ${}^{23}\text{Na} < 1 : 8 \cdot 10^2$ ⁵³; для ${}^{39}\text{Cl}$: ${}^{35}\text{Cl} < 1 : 1,6 \cdot 10^3$ ¹²⁹; для ${}^{39}\text{Cl}$: $\text{Cl} < 1 : 4,2 \cdot 10^3$ ¹⁴⁸ (в противоположность этим данным, Кальман и Лазарев находят, что ${}^{39}\text{Cl}$ существует с о. р. ${}^{39}\text{Cl} : {}^{35}\text{Cl} = 1 : 6 \cdot 10^3$); для ${}^{40}\text{Cl}$: ${}^{37}\text{Cl} : 1 : 10^4$ ⁵⁶; для ${}^{43}\text{K}$: ${}^{43}\text{K} < 1 : 1,5 \cdot 10^3$ ⁵³; для ${}^{42}\text{K}$: ${}^{39}\text{K} < 1 : 6 \cdot 10^2$; для ${}^{40}\text{K}$: ${}^{39}\text{K} < 1 : 3 \cdot 10^2$ ⁵³; далее, о. р. для ${}^{132}\text{Cs}$, ${}^{131}\text{Cs}$, ${}^{130}\text{Cs}$ и ${}^{129}\text{Cs}$ должны быть меньше, чем $1/10$ той о. р., которую они должны были бы иметь для того, чтобы дать интернациональный атомный вес Cs,

Символ	Порядковый номер Z	Массовое число m	$m - Z$	Методы обнаружения
H	1	1	0	m, l, b
		2	1	l, m, b
		3	2	m (Bl)
He	2	4	2	m
Li	3	6	3	$m, b, l, C, T, C.$
		7	4	$m, b, l, C, T, C.$
Be	4	(8)	(4)	(b)
		9	5	$m, (Th, A_1, B)$
B	5	10	5	$m (A_1, A_2, B) b, l$
		11	6	$m (A_1, A_2, B) b, l$
C	6	12	6	m, b
		13	7	b, m (T)
N	7	14	7	m, b
		15	8	b, m (T)
O	8	16	8	m, b
		17	9	$b, m (A_2)$
		18	10	b, m
F	9	19	10	$m (A_1, A_2)$
Ne	10	20	10	$m, C, T, C.,$
		21	11	m
		22	12	$m, C, T, C., l$
Na	11	23	12	m
Mg	12	24	12	$m (D, A_1), b$
		25	13	$m (D), b$
		26	14	$m (D), b$
Al	13	27	14	$m (A_1)$
Si	14	28	14	$m (A_1, A_2), b$
		29	15	$m (A_1), b$
		30	16	$b, m (A_1)$
P	15	31	16	$m (A_1, A_2)$
S	16	32	16	$m (A_1, A_2)$
		33	17	$m (A_2)$
		34	18	$m (A_2)$
Cl	17	35	18	m, b } $C, T, C.$
		37	20	m, b }
Ar	18	36	18	m
		38	20	$m (Z)$
		40	22	m
K	19	39	20	m, b } $C, T, C.$
		41	22	m, b }
Ca	20	40	20	$m (D, A_1, A_2)$
		42	22	$m (A_1)$
		43	23	$m (A_2)$
		44	24	$m (D, A_1, A_2)$
Sc	21	45	24	$m (A_1, A_2)$
Ti	22	46	24	$m (A_2)$
		47	25	$m (A_2)$
		48	26	$m (A_1, A_2)$
		49	27	$m (A_2)$

ИЗОТОПОВ

О. р. в %	Относительный дефект массы $\pi \cdot 10^4$	Изотопический вес $M = m (1 + \pi)$
99,98	[+ 77,75 ± 0,35]	1,007775 ± 0,000035
0,02	[+ 68,15 ± 0,4]	2,01363 ± 0,00008
10 ⁻⁷		
100	+ 5,4 ± 0,5	4,00216 ± 0,0002
8,3	[+ 24,2 ± 0,5]	6,0145 ± 0,0003
91,7	[+ 20,9 ± 0,9]	7,0146 ± 0,0006
(0,05)		
99,9	[+ 17,2 ± 0,7	9,0155 ± 0,0006
20	+ 13,5 ± 0,5	[10,0135 ± 0,0005]
80	+ 10,0 ± 0,5	[11,0110 ± 0,00055]
98,92	+ 3,0 ± 0,3	[12,0036 ± 0,00036]
1,08	[+ 3,0 ± 1,1]	[13,0039 ± 0,0014]
99,62	+ 5,7 ± 1	[14,008 ± 0,0014]
0,38	[+ 1,8 ± ?]	[15,0027 ± ?]
99,76		16
0,04		
0,20	[+ 3,6 ± 0,1]	[18,0065 ± 0,00018]
100	0,0 ± 0,3	[19,0000 ± 0,0006]
90,00	[- 1,65 ± 0,45]	19,9967 ± 0,0009
0,27		
9,73	[- 2,4 ± 0,4]	21,9947 ± 0,0009
100		
77,4		
11,5		
11,1		
100		
89,6	- 6,5 ± 1	[27,9818 ± 0,0028]
6,2		
4,2		
100		
96	- 5,6 ± 0,5	[30,9826 ± 0,0016]
1		
3		
76	[- 5,8 ± 0,3]	34,9796 ± 0,0012
24	[- 6,0 ± 0,5]	36,9777 ± 0,0019
0,33	- 6,6 ± 0,5	[35,9762 ± 0,0018]
0,05		
99,62	- 7,3 ± 0,3	[39,9708 ± 0,0012]
94,7		
5,3		
97		
0,8		
0,2		
2,3		
> 97		
редкий		
очень распростран.		
редкий		

Символ	Порядковый номер Z	Массовое число m	$m - Z$	Методы обнаружения
V	23	50	28	$m (A_2)$
		51	28	$m (A_1)$
Cr	24	50	26	$m (A_2)$
		52	28	$m (A_1, A_2)$
		53	29	$m (A_2)$
Mn	25	54	30	$m (A_2)$
		55	30	$m (A_1)$
Fe	26	54	28	$m (A_1)$
		56	30	$m (A_1)$
Co	27	59	32	$m (A_1)$
Ni	28	58	30	$m (A_1, A_2)$
		60	32	$m (A_1)$
Cu	29	63	34	$m (A_1), b, C. T. C.$
		65	36	$m (A_1), b, C. T. C.$
Zn	30	64	34	$m (D, A_1, A_2, B), b, C. T. C.$
		66	36	$m (D, A_1, A_2, B), b, C. T. C.$
		67	37	$m (D, A_1, A_2, B) C. T. C.$
		68	38	$m (D, A_1, A_2, B) C. T. C.$
		70	40	$m (D, A_1, A_2, B)$
Ga	31	69	38	$m (A_1), C. T. C., b$
		71	40	$m (A_1), C. T. C., b$
Ge	32	70	38	$m (A_1, A_2, B), b$
		72	40	$m (A_1, A_2, B), b$
		73	41	$m (A_2, B)$
		74	42	$m (A_1, A_2, B), b$
		76	44	$m (A_2, B), b$
As	33	75	42	$m (A_1, A_2)$
		74	40	$m (A_1, A_2, B)$
Se	34	76	42	$m (A_1, A_2, B)$
		77	43	$m (A_1, A_2, B)$
		78	44	$m (A_2, A_2, B)$
		80	46	$m (A_1, A_2, B)$
		82	48	$m (A_1, A_2, B)$
		79	44	$m (A_1, A_2), b$
		81	46	$m (A_1, A_2), b$
Kr	36	78	42	$m (A_1, A_2, B)$
		80	44	$m (A_1, A_2, B)$
		82	46	$m (A_1, A_2, B)$
		83	47	$m (A_1, A_2, B)$
		84	48	$m (A_1, A_2, B)$
Rb	37	86	50	$m (A_1, A_2, B)$
		85	48	$m (A, A_2)$
Sr	38	87	50	$m (A_1, A_2)$
		86	48	$m (A_1, A_2), b$
		87	49	$m (A_2)$
Y	39	88	50	$m (A_1, A_2), b$
		89	50	$m (A_1)$
Zr	40	90	50	$m (A_1, A_2)$
		91	51	$m (A_2)$

Продолжение

О. р. в %	Относительный дефект массы $\pi \cdot 10^4$	Изотопический вес $M = m (1 + \pi)$
редкий		
100		
4,9		
81,6	$- 10,0 \pm 3$	[51,948000 \pm 0,016]
10,4		
3,1		
100		
95		
5		
100		
95	$- 10,0 \pm 2$	[57,942 \pm 0,012]
5		
68		
32		
50,4	$- 9,9 \pm 3$	[63,937 \pm 0,017]
27,2		
4,2		
17,8		
0,4		
60		
40		
21,2		
27,3		
7,9		
37,1		
6,5		
100	$- 8,8 \pm 0,5$	[74,934 \pm 0,004]
0,9		
9,5		
8,3		
24,0	$- 8 \pm 2$	[77,938 \pm 0,016]
48,0	$- 7,3 \pm 1$	[79,942 \pm 0,008]
9,3		
50	$- 9,0 \pm 0,5$	[78,929 \pm 0,004]
50	$- 8,6 \pm 0,5$	[80,930 \pm 0,004]
0,42	$- 9,4 \pm 1$	[77,927 \pm 0,008]
2,45	$- 9,1 \pm 1$	[79,927 \pm 0,008]
11,79	$- 8,8 \pm 0,5$	[81,928 \pm 0,004]
11,79	$- 8,7 \pm 0,5$	[82,928 \pm 0,004]
56,85	$- 8,5 \pm 0,5$	[83,929 \pm 0,004]
16,70	$- 8,2 \pm 0,5$	[85,929 \pm 0,004]
75		
25		
10,0		
6,6		
83,4		
100		
59		
дов. распространен.		

Символ	Порядковый номер Z	Массовое число m	$m - Z$	Методы обнаружения		
Nb Mo	41	92	52	$m (A_1, A_2)$		
		94	54	$m (A_1, A_2)$		
		96	56	$m (A_1, A_2)$		
		93	52	$m (A_2)$		
		94	52	$m (A_2)$		
	42	92	50	$m (A_2)$		
		94	52	$m (A_2)$		
		95	53	$m (A_2)$		
		96	54	$m (A_2)$		
		97	55	$m (A_2)$		
Ru	44	98	56	$m (A_2)$		
		100	58	$m (A_2)$		
		96	52	$m (A_2)$		
		(98)	(54)	$m (A_2)$		
		99	55	$m (A_2)$		
		100	56	$m (A_2)$		
		101	57	$m (A_2)$		
		102	58	$m (A_2)$		
		104	60	$m (A_2)$		
		Rh	45	103	58	$m (A_2)$
Ag	47	107	60	$m (A_1), b$		
		109	62	$m (A_1), b$		
Cd	48	(108)	(60)	b		
		110	62	$m (A_1, B), b$		
		111	63	$m (A_1, B)$		
		112	64	$m (A_1, B), b$		
		113	65	$m (A_1, B)$		
		114	66	$m (A_1, B), b$		
		116	68	$m (A_1, B), b$		
		(118)	(70)	b		
		In Sn	49 50	115	66	$m (A_1)$
				112	62	$m (A_2)$
Sb Te	51 52	114	64	$m (A_2)$		
		115	65	$m (A_2)$		
		116	66	$m (A_1, A_2)$		
		117	67	$m (A_1, A_2)$		
		118	68	$m (A_1, A_2)$		
		119	69	$m (A_1, A_2)$		
		120	70	$m (A_1, A_2)$		
		121	71	$m (A_2)$		
		122	72	$m (A_1, A_2)$		
		124	74	$m (A_1, A_2)$		
		121	70	$m (A_1, A_2), b, C. T. C.$		
		123	72	$m (A_1, A_2), b, C. T. C.$		
		122	70	$m (B)$		
		123	71	$m (B)$		
		124	72	$m (B)$		
125	73	$m (A_2, B)$				
126	74	$m (A_1, A_2, B)$				
(127)	(75)	$m (B)$				

Продолжение

О. р. в %	Относительный дефект массы $\pi \cdot 10^4$	Изотопический вес $M = m (1 + \pi)$
12		
24		
5		
(100)	$- 8 \pm 5$	$[92,926000 \pm 0,047]$
14,2		
10,0		
15,5		
17,8		
9,6		
23,0	$- 5,5 \pm 5$	$[97,946000 \pm 0,049]$
9,8	$- 5,5 \pm 5$	$[99,945000 \pm 0,050]$
5		
?		
12		
14		
22		
30		
17		
100		
51		
49		
?		
14		
12		
24		
10		
35		
5		
?		
(100)		
1,07		
0,74		
0,44		
14,19		
9,81		
21,48		
11,02		
27,04	$- 7,3 \pm 1$	$[119,912 \pm 0,012]$
2,96		
5,03		
6,19		
56		
44		
2,9		
1,6		
4,5		
6		
19,0	$- 5 \pm 2$	$[125,937 \pm 0,025]$
?		

Символ	Порядковый номер Z	Массовое число m	$m - Z$	Методы обнаружения
		128	76	m (A_1, A_2, B)
J	53	130	78	m (A_1, A_2, B)
X	54	127	74	m (A_1, A_2)
		124	70	m (A_1, A_2)
		126	72	m (A_1, A_2)
		128	74	m (A_1, A_2)
		129	75	m (A_1, A_2), C. T. C.
		130	76	m (A_1, A_2)
		131	77	m (A_1, A_2), C. T. C.
		132	78	m (A_1, A_2)
		134	80	m (A_1, A_2)
Cs	55	136	82	m (A_1, A_2)
Ba	56	133	78	m (A_1, A_2, B)
		135	79	m (A_2)
		136	80	m (A_2), b
		137	81	m (A_2)
		138	82	m (A_1, A_2), b
La	57	139	82	m (A_1)
Ce	58	140	82	m (A_1)
		142	84	m (A_1)
Pr	59	141	82	m (A_1)
Nd	60	142	82	m (A_1, A_2)
		143	83	m (A_2)
		144	84	m (A_1, A_2)
		145	85	m (A_2)
		146	86	m (A_1, A_2)
Sm	62	144	82	m (A_2)
		147	85	m (A_2)
		148	86	m (A_2)
		149	87	m (A_2)
		150	88	m (A_2)
		152	90	m (A_2)
Eu	63	154	92	m (A_2)
		151	88	m (A_2)
Gd	64	153	90	m (A_2)
		155	91	m (A_2)
		156	92	m (A_2)
		157	93	m (A_2)
		158	94	m (A_2)
		160	96	m (A_2)
Tb	65	159	94	m (A_2)
Dy	66	161	95	m (A_2)
		162	96	m (A_2)
		163	97	m (A_2)
		164	98	m (A_2)
Ho	67	165	98	m (A_2)
Er	68	166	98	m (A_2)
		167	99	m (A_2)
		168	100	m (A_2)

Продолжение

О. р. в %	Относительный дефект массы $\pi \cdot 10^4$	Изотопический вес $M = m (1 + \pi)$
32,8	— 5 ± 2	[127,936000 ± 0,026]
33,1		
100	— 5,3 ± 1	[126,933 ± 0,013]
0,08		
0,08		
2,30		
27,13		
4,18		
20,67		
26,45		
10,31	— 5,3 ± 1	[133,929 ± 0,013]
8,79		
100	— 5 ± 2	[132,934 ± 0,027]
5,9		
8,9		
11,1		
74,1	— 6,1 ± 2	[137,916 ± 0,028]
100		
90		
10		
100		
34		
? редкий		
33		
?		
33		
редкий		
•		
•		
•		
•		
оч. распространен.		
•		
50		
50		
(100)		
(100)		
оч. распространен.		

Символ	Поряд- ковый номер Z	Массовое число m	$m - Z$	Методы обнаружения		
Tu	69	170	102	$m (A_2)$		
		169	100	$m (A_2)$		
Yb	70	171	101	$m (A_2)$		
		172	102	$m (A_2)$		
		173	103	$m (A_2)$		
		174	104	$m (A_2)$		
		176	106	$m (A_2)$		
		Cp	71	175	104	$m (A_2)$
				176	104	$m (A_2)$
Hf	72	177	105	$m (A_2)$		
		178	106	$m (A_2)$		
		179	107	$m (A_2)$		
		180	108	$m (A_2)$		
		Ta	73	181	108	$m (A_2)$
				182	108	$m (A_2)$, C. T. C.
		W	74	183	109	$m (A_2)$, C. T. C.
184	110			$m (A_2)$, C. T. C.		
186	112			$m (A_2)$, C. T. C.		
Re	75	185	110	$m (A_2)$		
		187	112	$m (A_2)$		
Os	76	186	110	$m (A_2)$		
		187	111	$m (A_2)$		
		188	112	$m (A_2)$		
		189	113	$m (A_2)$		
		190	114	$m (A_2)$		
		Hg	80	192	116	$m (A_2)$
				196	116	$m (A_2)$
197	117			$m (A_2)$		
198	118			$m (A_1, A_2, B)$, b , C. T. C.		
199	119			$m (A_1, A_2, B)$, C. T. C.		
200	120			$m (A_1, A_2, B)$, b , C. T. C.		
201	121			$m (A_2, B)$, C. T. C.		
Tl	81	202	122	$m (A_1, A_2, B)$, b , C. T. C.		
		203	123	$m (A_2)$		
		204	124	$m (A_1, A_2, B)$, b , C. T. C.		
		203	122	C. T. C., $m (A_2)$		
		205	124	C. T. C., $m (A_2)$		
		Pb	82	203	121	$m (A_2)$
				204	122	C. T. C. $m (A_2)$
205	123			$m (A_2)$		
206	124			$m (A_2)$, b , C. T. C.		
207	125			$m (A_2)$, b , C. T. C.		
208	126			$m (A_2)$, b , C. T. C.		
209	127			$m (A_2)$		
Bi	83	210	126	$m (A_2)$, C. T. C.		
		209	126	$m (A_1)$		
		232	142	$m (A_2)$		
Th	90	232	142	$m (A_2)$		
		238	146	$m (A_2)$		
U	92	238	146	$m (A_2)$		

Продолжение

О. р. в ‰	Относительный дефект массы $\pi \cdot 10^4$	Изотопический вес $M = m (1 + \pi)$
редкий (100)		
оч. распространен.		
100 редкий		
оч. распространен.		
менее распр.		
оч. распространен.		
менее распр.		
> 98	- 4 ± 3	[180,928000 ± 0,054]
22,6		
17,3		
30,2	0 ± 5	[184,00 ± 0,09]
29,9		
38,2		
61,8	- 1 ± 2	[186,981 ± 0,037]
1,0		
0,6		
13,4		
17,4		
25,1	- 1 ± 2	[189,981 ± 0,038]
42,5	- 1 ± 2	[191,981 ± 0,038]
0,10		
0,01		
9,89		
16,45		
23,77	- 0,8 ± 2	[200,016 ± 0,020]
13,67		
29,27		
0,006		
6,85		
29,4	- 1,8 ± 2	[203,037 ± 0,041]
70,6	- 1,8 ± 2	[205,037 ± 0,041]
0,04		
1,50		
0,03		
27,75		
20,20		
49,55		
0,85		
0,08		
100		
> 97		
> 97		

Новейшее определение химического атомного веса Cs, которое было произведено Бакстером и Томасом ^{223a}, дает значение 132,91, которое находится в согласии с тем фактом, что Cs является простым элементом. О. р. экацезия по отношению к Cs в пуллуците меньше, чем $1:3,5 \cdot 10^7$, в лепидольфите меньше, чем $1:7,3 \cdot 10^6$; однако, согласно предварительному сообщению Барнеса и Гиббса ⁵⁸, в специальной пробе был найден ион с массой 220 и относительным содержанием $1:10^4$ (по отношению к Cs). Элементы Sc, Nb, In, Tl, Ta и U (судя по их атомному весу) должны иметь вторые изотопы. Однако Астон находит, что о. р. этих изотопов менее 2—3%. Индий оказывается простым элементом также и на основании данных исследования сверхтонкой структуры ^{204a}.

Изотопы, существование которых еще не вполне доказано и относительно которых имеются противоречивые мнения различных исследователей, как например ⁹⁸Ru, ¹⁰⁸Cd, ¹¹⁸Cd, ¹²⁸Te или ⁸Be, заключены в таблице в круглые скобки. В связи с ними следует упомянуть массовые числа 65 и 69 для Zn и 71, 75 и 77 для Ge, которые были сначала найдены Астоном ^{35,36} и отнесены им к изотопам соответствующих элементов (Zn и Ge); впоследствии Бэйнбридж ^{68,75} показал, что они связаны с образованием гидридов. Для Pb Астон смог измерить, в какой степени интенсивность линий, соответствующих различным изотомам свинца, искажается присутствием гидридов. Проба чистого ториевого свинца дала линии 206, 207, 208, 209 с относительной интенсивностью 4,9, 1,5, 100 и 2,3. Так как ²⁰⁹Pb в обычном свинце содержится только в очень малом количестве, то линия 209 не могла возникнуть вследствие загрязнения обыкновенным свинцом. Далее, так как чистый ториевый свинец едва ли содержит элемент с массовым числом 209, то оказывается, что изотопы свинца образуют моногидриды, причем относительное содержание гидридов составляет около 2,3% к общему содержанию данного изотопа. При вычислении о. р. изотопов обычного свинца это обстоятельство следует принимать во внимание. Однако остается еще остаток в 0,85%, который приписывается Астоном действительному изотопу свинца. Однако, как указывают Шюлер и Джонс ^{201a}, при такой о. р. присутствие этого изотопа должно было бы сказаться на сверхтонкой структуре, что не имеет места в действительности. Эти авторы обращают также внимание на то, что ²⁰³Pb и ²⁰⁵Pb являются изобарами обоих изотопов Tl и указывают на возможность присутствия Tl в чистом свинце, так как спектроскопически его присутствие действительно обнаруживается. Таким образом существование изотопов свинца 203, 205 и 209 требует подтверждения. Аналогично обстоит дело для его еще более слабых линий ртути 197 и 203, из которых первая, вероятно, является изобаром главного изотопа Au (изотопы золота до сих пор не изучались).

Недавно Кендэлл, Смайз и Тэт ²²⁴ высказали предположение о том, что несколько более высокий атомный вес Ca, полученного из очень старых в геологическом отношении сортов полевого шпата,

содержащего приблизительно 0,30% СаО и 90% К₂О, объясняется существованием нового изотопа ⁴¹Са, образовавшегося из ⁴¹К путем β-распада. Однако Астон утверждает, что в материале, очищенном от К, отсутствуют всякие следы ⁴¹Са, несмотря на то, что присутствие этого изотопа в количестве 0,1⁰/₀ еще могло бы быть замечено.

с) Относительные распространенности. 6-й столбец таблицы содержит о. р. изотопов элементов периодической системы. Эти числа, однако, не являются особенно точными, хотя они и приведены с двумя-тремя десятичными знаками. Числа, напечатанные косым шрифтом, не измерены, а оценены Астоном по почернению или вычислены по атомному весу. Число 100 без скобок означает, что данный элемент должен быть простым, если также судить по его химическому атомному весу.

Для легких элементов, у которых массы изотопов в процентном отношении сравнительно сильно отличаются друг от друга, результаты измерений о. р., произведенные разными исследователями, очень сильно расходятся между собой. Однако нельзя с уверенностью утверждать, что это расхождение можно объяснить ошибками измерений; скорее следует думать, что о. р. изотопов для различных проб действительно колеблется в довольно широких пределах благодаря частичному искусственному или естественному разделению изотопов. Так например вначале считали, что о. р. изотопов водорода ²Н и ¹Н лежит между 1:4·10³ и 1:8·10⁵ ^{174,61,130,176}, однако Блэкней и Гульд ⁶² показали, что у продажного электролитического водорода заметно разделение изотопов, которое было открыто впервые Юреем и Уошборном и использовано в качестве метода получения тяжелого водорода Льюисом и Макдональдом. Число, приведенное в таблице, принадлежит Блэкнею и Гульду ⁶² (1:5000 ± 10⁰%). Это значение совпадает с тем, которое было вычислено Бэрджем и Менцелем ²²⁷, по интернациональному атомному весу Н и массе изотопа ¹Н, определенной Астоном. Ту же величину о. р. (1:6500) дают Льюис и Макдональд на основании исследования обогащения ²Н. Сначала принимались отношения ³Н:¹Н < 1:6·10⁶ ¹⁷⁸ или ³Н:¹Н < 1:5·10⁸ ⁶². Впоследствии Блэкней и др. ^{65a} выяснили, что это отношение равно 1:10⁹.

Приведенное в таблице значение о. р. для Li (⁶Li:⁷Li = 1:11,28 ± ± 0,07) измерено Бэйнбриджем ⁵³ и пересчитано Астоном (1:12,187). Значения, полученные другими авторами, лежат в пределах от 1:2 до 1:37 ^{46,48,49,137,136,37,180,180a,55}. Для В Астоном получено отношение ¹⁰В:¹¹В = 1:3,85. После внесения поправки на большую скорость и большую глубину проникновения легкого изотопа отношение оказывается равным 1:4,04. Значения для о. р., полученные другими авторами, лежат в пределах от 1:3,63 ± 0,02¹⁰³ до 1:4,85 ± 0,15¹⁴¹. Для С приведено значение, полученное Воном, Вильямсом и Тэтом ⁵⁹⁶ — ¹³С:¹²С = 1:91,6 ± ± 2,2, которое находится в согласии с числом, полученным в последних исследованиях полосатых спектров (¹³С:¹²С = 1:106¹¹⁷) и

с атомным весом С, который по новейшим определениям Вудхэда и Уитлоу-Грея ²²⁸ равен 12,011. Старое значение, полученное из спектроскопических данных и равное 1:400, не может претендовать на такую бы то ни было точность. Значение для N также взято из данных Вона, Вильямса и Тэта ⁵⁹⁶. По этим данным $^{15}\text{N}:^{14}\text{N} = 1:265 \pm 8$. Наиболее надежное спектроскопическое определение дает $1:346^{120}$. Старое значение $1:700 \pm 140^{118}$ было слишком мало, ибо при его определении базировались на значениях $^{18}\text{O}:^{16}\text{O}$, полученном Мекке и Чайльдсом и равном 1:409. Для O в таблице приведено новое значение, полученное Смайзом ^{83a}, который нашел, что $^{16}\text{O}:^{18}\text{O} = 503 \pm 10$. При сопоставлении со значением $^{18}\text{O}:^{17}\text{O} = 1:0,2$, полученным Мекке и Чайльдсом, мы имеем $^{17}\text{O}:^{18}\text{O}:^{16}\text{O} = 0,2:1:630 \pm 20$. Последнее соотношение хорошо подтверждается масс-спектрографическими исследованиями, дающими для $^{18}\text{O}:^{16}\text{O}$ значения $1:600^{80}$, $1:640 \pm 8^{56}$ и для $^{17}\text{O}:^{18}\text{O}:^{16}\text{O}$ значение $1/4,2:1:536^{39}$.

Для изотопов Ne были использованы новейшие измерения Вона, Вильямса и Тэта ⁵⁹⁶, дающие $^{20}\text{Ne}:^{21}\text{Ne} = 337 \pm 20$ и $^{20}\text{Ne}:^{22}\text{Ne} = 9,25 \pm 0,08$. Другие авторы получили следующие значения: $^{20}\text{Ne}:^{21}\text{Ne}:^{22}\text{Ne} = 100:0,28:8,2^{59}$ (измерения на однозарядных ионах) и $100:0,30:92^{59}$ (измерения на двухзарядных ионах, когда образование гидридов исключено); $88:2:10^{50}$; $93,7:1:9,75^{56}$; $^{22}\text{Ne}:^{20}\text{Ne} = 10:1^{185}$. Для изотопов Mg и K пока известны только числа Демстера ^{46,47}, которые и приведены в таблице. Для изотопов Si взяты новые данные, полученные методом исследования полосатых спектров Мак-Келларом. В строке Cl стоит отношение $^{37}\text{Cl}:^{35}\text{Cl} = 1:3,18$, полученное из интернационального атомного веса. Ряд измерений дал значения от $1:2,92^{102}$ до $1:3,25^{56}$. Для A измерения Вона, Вильямса и Тэта дали $^{36}\text{A}:^{40}\text{A} = 1:304 \pm 12$. Эти данные и приведены в таблице вместе с данными для нового изотопа ³⁸A, для которого по Зеemanу и де-Гиру ^{21a} о. р. по отношению к ³⁶A лежит в пределах от 1/5 до 1/10.

Данные об о. р. изотопов для всех остальных элементов, за исключением трех наиболее легких изотопов Te, взяты из работ Астона ^{35, 36, 37, 38}. С этими данными хорошо согласуются также результаты исследования сверхтонкой структуры (для тех элементов, с которыми они были произведены). Так, для Tl измерения сверхтонкой структуры дали $^{203}\text{Tl}:^{205}\text{Tl} = 1:2,3^{200}$ (соответствующее значение, полученное Астоном, равно 1:2,4). Точно так же были подтверждены результаты Астона для изотопов ртути 198, 199, 200, 201, 202, 204. Такое же согласие между результатами исследования сверхтонкой структуры и данными Астона имеет место и для открытого Шюлером и Джонсом изотопа свинца ²⁰⁴Pb, о. р. которого равна 1⁰/₀.

О. р. нечетных изотопов Cd по данным исследования сверхтонкой структуры ¹⁹⁸ составляет 23⁰/₀. По оценке Астона она равна 22⁰/₀. Измерения о. р. изотопов Ge методом полосатых спектров ¹⁶² также дают результаты, близкие к результатам измерений Астона

($^{70}\text{Ge} : ^{72}\text{Ge} : ^{74}\text{Ge} : ^{76}\text{Ge} = 81 : 68 : 100 : 11$), в то время как по Астону $^{70}\text{Ge} : ^{72}\text{Ge} : ^{74}\text{Ge} : ^{76}\text{Ge} = 56,23 : 72,44 : 100 : 17,37$.

д) Относительные дефекты масс и веса изотопов. В 7-м и 8-м столбцах таблицы находятся относительные дефекты масс и веса изотопов (для тех изотопов, для которых они известны). Для каждого числа приведена также величина ошибки, указываемая исследователем. Так как Астон всегда прежде всего приводит значения непосредственно измеряемых им относительных дефектов масс (и часто только эти значения), то в тех случаях, когда данные, приводимые в таблице, взяты из его измерений, веса изотопов поставлены в квадратные скобки. Относительный дефект массы получается отсюда путем вычисления. Поэтому в таблице значения относительно дефекта массы, которые взяты из работ Астона, также поставлены в квадратные скобки. Напротив, Бэйнбридж всегда дает вес изотопа вместе с величиной ошибки. Там, где оба числа заключены в квадратные скобки (как у ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O), они взяты из измерений полосатых спектров, произведенных Бэрджем. Эти измерения дают всегда только отношения масс различных изотопов одного и того же элемента и поэтому только О дает непосредственно веса изотопов и относительные дефекты масс. Для всех других элементов, очевидно, необходимо, чтобы масса хотя бы одного из изотопов была определена при помощи масс-спектрографа. Вес изотопа (вместе с ошибкой, определяющей точность его измерения), очевидно, может быть получен путем простого пересчета из соответствующего относительного дефекта массы (и наоборот). В таблице, однако, приведены для каждого изотопа и вес и относительный дефект массы. Это имеет смысл хотя бы уже потому, что в соответствующей таблице в „Handbuch der Physik“, В. XXIV, Т. I, S. 794, 1933, значения обеих ошибок помещены в одном столбце, причем они совершенно перепутаны и в некоторых случаях приведены неверные значения. Кроме того, в ряде случаев неправильно указано происхождение приведенных данных. Такая же неясность — в особенности по отношению к результатам исследования полосатых спектров — существует и в таблице изотопов, помещенной в новой книге Астона.

Значения ошибок, помещенных в нашей таблице, основаны на данных Бэрджа ¹¹², ¹¹⁶, дополненных измерениями Астона.

В нашей таблице совершенно отсутствует значение веса изотопа ^{17}O , определение которого в других таблицах ошибочно приписывалось спектроскопическим методам. В действительности этот изотоп был обнаружен в экспериментах по расщеплению атомных ядер Чадвиком, Поллардом и Конствэлем ²²¹.

В таблице Астона относительные дефекты масс изотопов, вычисленные из результатов измерений Бэйнбриджа, вследствие опечатки ошибочно уменьшены в 10 раз. Те же неправильные значения приведены и в книге Астона на рис. 30 и 31.

Для изотопов Cl в нашей таблице приведены значения, данные Бэйнбриджем, так как у него ошибки измерения несколько ниже,

чем приводимые Астоном. По Астону соответствующие значения относительных дефектов масс будут для ^{35}Cl : $-5,0 \pm 0,5$ и для ^{37}Cl : $-4,8 \pm 0,5$. Для ^1H также взято число Бэйбриджа, так как относительно значения, даваемого Астоном, известно только, что оно лежит между 77,8 и $78,3 \pm 1$. Для изотопов Ne сам Астон отдает предпочтение данным Бэйбриджа. Изучение полосатых спектров дает для веса изотопа водорода ^2H значения $2,01367 \pm 0,00010^{130}$ и $2,01360 \pm 0,00010^{131}$, которые в пределах ошибок измерения совпадают с значением, приведенным в таблице.

Первое подтверждение результатов Астона методом полосатых спектров имело место для изотопов бора. Отношение масс $^{11}\text{B}:^{10}\text{B}$, вычисленное из измерений спектральных полос, оказывается равным $1,09961 \pm 0,00006$ (при астоновском значении для ^{10}B). Это отношение практически совпадает с отношением астоновских чисел для ^{11}B и ^{10}B .

Расхождение между данными анализа полосатых спектров и результатами, добытыми при помощи масс-спектрографа, имеет место для Li. Спектроскопия дает в этом случае точное значение $^7\text{Li}:^6\text{Li} = 1,1690 \pm 0,0003^{138}$, в то время как по данным Бэйбриджа отношение весов изотопов равно $1,1663 \pm 0,00016$, а по старым измерениям да-Коста оно равно $1,1663 \pm 0,07$. Далее из измерений полосатых спектров 158 следует 161 , что отклонения от целочисленности (дефект массы) для обоих изотопов Si должно иметь одну и ту же величину с точностью до $1 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 29 изображена астоновская кривая относительных дефектов масс, построенная на основании тех данных, которые приведены в нашей таблице. Кривая, как обычно, распадается в области легких элементов на две ветви, из которых нижняя содержит изотопы с массовыми числами, кратными 4: ^4He , ^{12}C и ^{16}O . Значение относительного дефекта массы для ^{13}C , полученное из анализа полосатых спектров, лежит также довольно близко к нижней ветви.

3. Попытки построения систематики изотопов

Подобные попытки были предприняты с различных сторон Бекком 229 , Гаркинсом 230 (см. там же более раннюю литературу), Бартоном 231 , Джонстоном 232 , Юреем 233 , Бартлеттом 234 и др. Для этих попыток (как правило) характерно построение графика, в котором для каждого изотопа по оси абсцисс и по оси ординат откладываются числа предполагаемых основных элементов ядерной структуры (m и $m - Z$ или соответственно Z и $m - Z$) или же „изотопическое число“ $m - 2Z$ и порядковый номер Z , и из намечающихся на графике закономерностей делаются заключения о существовании еще не открытых изотопов. Некоторые авторы, кроме того, рассматривают отдельно изотопы с весами $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$. Несмотря на то, что эти умозаключения и были частично обесценены при открытии новых изотопов и исключении прежних, оказавшихся гидридами, они тем не менее оказали в ка-

честве рабочей гипотезы важную услугу Юрею и его сотрудникам при открытии тяжелого изотопа водорода. Общие правила, которые до сих пор можно установить по отношению к существованию изотопов, наглядно изложены в новой книге Астона.

Прежде всего обращают на себя внимание изотопы элементов с нечетным порядковым номером. Если выделить изотоп ${}^1\text{H}$, занимающий особое место, то оказывается, что все без исключения элементы с нечетным Z имеют только один или два изотопа. Для интервала Z от 1 до 7 (от H до N) все числа $m - Z$ от 1 до 8 замещены изотопами по одному разу ($m - Z = 0$ соответствует ${}^1\text{H}$). Для $Z \geq 9$ массовые числа всегда нечетные (и для сложных элементов отстоят друг от друга на 2), поэтому числа $m - Z$ всегда четные; притом за редкими исключениями все четные числа $m - Z$ заполнены только по одному разу или вообще не заняты. Первое двойное заполнение имеет $m - Z = 20$ (${}^{37}\text{Cl}$ и ${}^{39}\text{K}$), второе: $m - Z = 50$ (${}^{87}\text{Rb}$ и ${}^{89}\text{Y}$), третье: $m - Z = 82$ (${}^{139}\text{La}$ и ${}^{141}\text{Pr}$).

Для заполнения элементов с четным порядковым номером мы можем попытаться установить следующее правило отбора: изотопы с нечетным порядковым номером не имеют изобар. Изобары элементов с четным порядковым номером, напротив, всегда могут существовать и часто встречаются, но только при четных массовых числах. Для замещения массовых чисел существует следующее общее правило. Все массовые числа, которые лежат внутри определенных ниже „границ замещения“ и могут существовать согласно приведенным выше правилам отбора, действительно замещаются изотопами. Для всей системы элементов можно установить три интервала замещения. Если обозначить через Z любой элемент с четным порядковым номером, через \bar{m} массовое число более тяжелого изотопа элемента $Z - 1$ и через \bar{m}^+ массовое число более легкого изотопа элемента $Z + 1$, то для элементов от $Z = 1$ до $Z = 16$ существует только один интервал замещения от $\bar{m} - 1$ до $\bar{m}^+ - 1$. Для $Z > 16$ существует поэтому второй интервал замещения: от $\bar{m} - 1$ до $\bar{m}^+ + 1$. Этот интервал многократно перекрывается от Se до Sm. Поэтому для $32 < Z \leq 62$ мы имеем третий интервал замещения — от $\bar{m} - 3$ до $\bar{m}^+ + 3$, причем согласно правилу отбора места $\bar{m} - 2$ и $\bar{m}^+ + 2$ в каждом случае запрещены. Для $Z \geq 64$ второй интервал замещения снова нигде не перекрывается.

Незаполненные до сих пор места следует приписать еще не открытым изотопам. Эти незаполненные места, вплоть до $Z = 76$, принадлежат в первом интервале замещения изотопам ${}^5\text{He}$, ${}^{57}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Fe}$, ${}^{61}\text{Ni}$, ${}^{62}\text{Ni}$, ${}^{104}\text{Pd}$, ${}^{105}\text{Pd}$, ${}^{106}\text{Pd}$, ${}^{134}\text{Ba}$, ${}^{146}\text{Sm}$, ${}^{154}\text{Gd}$, ${}^{166}\text{Dy}$, ${}^{170}\text{Yb}$. Начиная от $Z > 16$ сюда прибавляются изотопы, соответствующие местам, незаполненным во втором интервале замещения, а именно: (${}^{36}\text{S}$), ${}^{46}\text{Ca}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{52}\text{Ti}$, ${}^{56}\text{Cr}$, ${}^{60}\text{Fe}$, ${}^{64}\text{Ni}$, ${}^{84}\text{Sr}$, ${}^{90}\text{Sr}$, ${}^{88}\text{Zr}$, ${}^{102}\text{Pd}$, ${}^{132}\text{Ba}$, ${}^{140}\text{Ba}$, ${}^{138}\text{Ce}$, ${}^{140}\text{Nd}$, ${}^{162}\text{Gd}$, ${}^{168}\text{Dy}$, ${}^{166}\text{Dy}$, ${}^{164}\text{Er}$, ${}^{168}\text{Yb}$, ${}^{174}\text{Hf}$, ${}^{182}\text{Hf}$.

Между $Z = 32$ и $Z = 62$ в третьем интервале замещения незаполненные места следует приписать изотопам (^{68}Ge), (^{78}Ge), ^{72}Se , ^{88}Kr , ^{82}Sr , ^{92}Sr , ^{86}Zr , ^{90}Mo , ^{106}Ru , ^{100}Pd , ^{110}Pd , ^{106}Cd , ^{120}Te , ^{130}Ba , (^{142}Ba), ^{136}Ce , ^{144}Ce (^{138}Nd). Эти неизвестные изотопы, существование которых необходимо для полноты системы, составляющей около одной пятой всех известных в настоящее время изотопов.

Таким образом, элементы с четным порядковым номером обладают при $Z \leq 6$ двумя изотопами с массовыми числами, отличающимися на единицу; при $Z \geq 8$ число изотопов больше двух вплоть до $Z \leq 16$, т. е. для тех элементов, для которых существует только первый интервал замещения, каждому элементу соответствуют 3 изотопа с массовыми числами, различающимися на единицу, так как лежащие в этом интервале нечетные элементы являются простыми и заполняют каждое четвертое нечетное массовое число. Так как для ^{37}Cl и ^{39}K имеет место двойное замещение четного числа $m - Z$, то для лежащего между Cl и K аргона возможны только изотопы с нечетными массовыми числами. То же самое имеет место для Ce, который находится между La и Pr. Так как, начиная от Cl, нечетные элементы могут иметь больше одного изотопа и вместе с тем при $Z > 16$ (или 20) интервал замещения для четных элементов расширяется, то для этой группы четных элементов возможно существование более трех изотопов на элемент.

За исключением Ar и Ce все остальные элементы имеют по 3 или 5 изотопов, массовые числа которых отличаются на единицу. 5-изотопные группы появляются там, где у соседних нечетных элементов четные числа $m - Z$ остаются незамещенными. Эти группы всегда начинаются и кончаются четными массовыми числами; кроме того, во многих случаях замещается еще одно или два четных массовых числа, лежащих выше или ниже данной группы. Ценность (пригодность) данного выше правила отбора впервые стала ясной референту после того, как Бэйнбриджем^{68, 75} было установлено, что считавшиеся ранее истинными изотопы ^{65}Zn , ^{69}Zn , ^{71}Ge , ^{75}Ge и ^{77}Ge , являющиеся изобарами изотопов с нечетным порядковым номером ^{65}Cu , ^{69}Ga , ^{71}Ga , ^{75}As и $^{75}\text{As} + 2$, в действительности представляют собой гидриды. Так как открытые в этом году Астоном^{41, 41a}, Зееманом и де-Гиромом^{21a}, а также Лочером, Смайзом и Блэкнеем⁶⁵ изотопы элементов H, Ar, Ca, Ti, Rh, Hf и редких земель (всего 40 изотопов) все без исключения следуют установленному выше правилу отбора, то референт считает возможным высказать здесь это правило, хотя оно пока и имеет некоторые исключения.

Первое исключение — ^{87}Rb , являющийся изобаром ^{87}Sr . Если Rb своей β -радиоактивностью обязан более тяжелому изотопу, то мы должны были бы вообще исключить этот изотоп из рассмотрения, ибо указанное выше правило справедливо только для стабильных изотопов.

Следующими исключениями являются оба изотопа олова ^{115}Sn и ^{121}Sn , изобары ^{115}In и ^{121}Sb . Так как для гомологичных элементов Ge и Pb Бэйнбриджем и Астоном³⁸ было доказано образование

гидридов, то аналогичное подозрение возможно и по поводу природы обоих изотопов Sn. Подозрение усиливается, если обратить внимание на о. р. изотопов Sn. Если пользоваться в данном случае правилом, установленным Астоном для Pb, то оказывается, что ^{121}Sn может быть гидридом наиболее распространенного изотопа ^{120}Sn . Отношение о. р. $^{116}\text{Sn} : ^{114}\text{Sn}$, правда, значительно больше, чем $^{121}\text{Sn} : ^{120}\text{Sn}$, но это может быть вызвано просто неточностью измерений о. р. для таких редких изотопов. Вместе с тем следует отметить, что оба указанных изотопа Sn — единственные, относительно которых возможно подозрение в том, что они являются гидридами.

Следующими исключениями являются: слабый изотоп ^{123}Te — изобар ^{123}Sb , находящийся еще под сомнением изотоп ^{127}Te — изобар ^{127}J и самый слабый изотоп осмия ^{187}Os — изобар ^{187}Re . Если эти изотопы окажутся истинными, то данное выше правило отбора следует ограничить указанием на редкость тех случаев, когда изотопы элементов с нечетным порядковым номером имеют изобары. Предсказания, относящиеся к изотопам с четным порядковым номером и вытекающие из правила отбора, базируются на правильности изотопов с нечетным порядковым номером. Пока еще не удалось установить общее правило, которое указывало бы, какие именно изотопы с нечетным порядковым номером могут и должны существовать.

Если мы попытаемся продолжить с помощью нашего правила замещение элементов до $Z = 83$ (последний элемент кроме Th и U, подвергавшийся исследованию при помощи масс-спектрографа), то найдем прежде всего, что предполагаемый Астоном на основании измерений атомного веса изотоп золота 199 невозможен. Он был бы изобаром твердо установленного ^{199}Hg . Возникающее отсюда противоречие с данными об атомном весе золота не более серьезно, чем для Cs, который, как уже указывалось, является простым элементом.

Если мы теперь примем как гипотезу, что Ir также является простым элементом с массовым числом 193, то для лежащей между Au и Ir платины остаются массовые числа 194, 195, 196 или также еще 192 и 198 — в зависимости от интервала замещения. Осмий по правилу отбора должен иметь два изотопа — 191 и 194. Кроме того, на основании правила отбора следует считать исключенным существование изотопов ^{197}Hg , ^{203}Hg , ^{203}Pb , ^{205}Pb и ^{209}Pb . Несколько ранее мы уже упомянули о том, что имеется также ряд экспериментальных фактов, указывающих на то, что существование перечисленных выше изотопов сомнительно или, по меньшей мере, недостаточно твердо установлено.

Таким образом вплоть до $Z = 83$ все места, которые согласно правилу отбора и правилу замещения могут быть заняты, действительно замещаются изотопами.

Интересно отметить, что для двух элементов, атомный вес которых еще неизвестен, именно $Z = 43$ (Ma) и $Z = 61$ (для которого

существует уже много названий, но который тем не менее все еще остается ненайденным) не остается никакого места в системе. Единственно возможными массовыми числами для $Z = 43$ были бы 95, 97, 99 или 101. Однако все эти числа уже заняты довольно распространенными изотопами обоих соседних элементов, а именно ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{99}Ru , ^{101}Ru . То же самое имеет место и для массовых чисел, которые по правилу отбора должны были бы соответствовать изотопам элемента 61. Эти массовые числа — 143, 145, 147 и 149 — уже заняты изотопами. Возможно, что этим объясняется чрезвычайная редкость обоих указанных элементов.

Следует еще упомянуть, что недавно Барлетт ²³⁴, на основе совершенно иных предпосылок, предсказал существование ряда новых изотопов. Его предсказания частью совпадают с теми, которые были сделаны нами, а некоторые из них противоречат высказанному нами правилу отбора. Кроме того, ряд изотопов, существование которых предполагается нами, у Барлетта отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. B. Boltwood, Amer. Journ. Sci., **22**, 537, 1906; **24**, 370, 1907.
2. B. Keetman, Jahrb. Radioakt., **6**, 269, 1909.
3. C. Auer v. Welsbach, Wien. Ber., **11a**, **119**, 1011, 1910.
4. W. Marckwald, Ber., **40**, 3420, 1910.
5. F. Soddy, Trans. Chem. Soc., **99**, 72, 1911.
6. " Chem. Soc. Ann. Rep. Soc., 285, 1910.
7. A. G. Russell u. R. Rossi, Proc. Roy. Soc., (A) **77**, 478, 1912.
8. K. Fajans, Z. Physik, **14**, 131, 1913.
9. E. Rutherford a. E. N. da C. Andrade, Phil. Mag., **27**, 854, 1914.
10. J. J. Thomson, Rays of positive electricity, London, 1913.
11. F. W. Aston, Proc. Camb. Phil. Soc., **19**, 317, 1920.
12. " Proc. Roy. Soc., (A) **89**, 440, 1914.
13. G. P. Thomson, Phil. Mag., **42**, 857, 1921.
14. R. Conrad, Z. Physik, **31**, 888, 1930.
15. O. Eisenhut u. R. Conrad, Z. Elektrochem., **36**, 654, 1930.
16. R. Conrad, Z. Physik, **75**, 504, 1932.
17. E. Röchardt, Naturw., **18**, 534, 1930; Handb. d. Phys., **22**, 2, S. 96.
18. G. Hertz, Z. Physik, **79**, 108, 1932; см. Naturwiss., **20**, 493, 1932.
19. H. Harmsen, Z. Physik, **82**, 589, 1933.
20. H. Lukanow u. W. Schütze, Z. Physik, **82**, 610, 1933.
21. P. Zeeman u. J. de Gier, Proc. Amst., **36**, 609, 716, 1933; **37**, 2, 1934.
- 21a. P. Zeeman, Proc. Amst., **37**, 127, 1934.
22. F. W. Aston a. R. H. Fowler, Phil. Mag., **43**, 514, 1922.
23. F. W. Aston, Phil. Mag., **39**, 449, 1920.
24. " Phil. Mag., **39**, 611, 1920.
25. " Phil. Mag., **40**, 628, 1920.
26. " Phil. Mag., **42**, 140, 1921.

27. F. W. Aston, *Phil. Mag.*, **42**, 436, 1921.
 28. " *Phil. Mag.*, **45**, 934, 1923.
 29. " *Phil. Mag.*, **47**, 385, 1924.
 30. " *Phil. Mag.*, **49**, 1191, 1925.
 31. " *Proc. Roy. Soc., (A)* **103**, 462, 1923.
 32. " *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **22**, 548, 1925.
 33. " *Proc. Roy. Soc., (A)* **115**, 487, 1927; *Nature*, **116**,
 208, 1925; **117**, 893, 1926; **119**, 489, 1927; **120**, 956, 1927.
 34. F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc., (A)* **126**, 511, 1930.
 35. " *Proc. Roy. Soc., (A)* **130**, 302, 1931; *Nature*, **122**,
 345, 1928; **126**, 200, 348, 1930.
 36. F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc., (A)* **132**, 487, 1931; *Nature*, **122**, 167,
 1928; **126**, 913, 1930; **127**, 233, 591, 1931.
 37. F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc., (A)* **134**, 571, 1932; *Nature*, **127**,
 813, 1931; **128**, 140, 221, 725, 1931.
 38. F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc., (A)* **140**, 535, 1933; *Nature* **120**, 224,
 1927; **123**, 313, 1929; **129**, 649, 1932.
 39. F. W. Aston, *Nature*, **130**, 21, 1932; **123**, 488, 1929; **126**, 913, 1930.
 40. " *Nature*, **130**, 130, 1932.
 41. " *Nature*, **132**, 930, 1933; **133**, 327, 1934.
 41a. " *Nature*, **133**, 613, 869, 1934.
 42. J. L. da Costa, *Ann. de Phys.*, **4**, 425, 1925.
 43. K. P. Jakowlew, *Z. Physik*, **64**, 378, 1930.
 44. G. Steter, *Z. Physik*, **34**, 158, 1925; **42**, 741, 1927.
 45. A. J. Dempster, *Phys. Rev.*, **11**, 316, 1918.
 46. " *Phys. Rev.*, **18**, 415, 1921; *Phys. Rev.*, **17**, 427,
 1921; *Proc. Nat. Acad. Amst.*, **7**, 45, 1921.
 47. A. J. Dempster, *Phys. Rev.*, **20**, 631, 1922; *Science*, **54**, 516, 1921;
Phys. Rev., **19**, 271, 431, 1922; **21**, 209, 1923.
 48. M. Morand, *Ann. Phys.*, **7**, 164, 1927; *G. R.*, **182**, 460, 1926.
 49. J. L. Hundley, *Phys. Rev.*, **30**, 864, 1927.
 50. T. R. Hogness a. H. M. Kvalnes, *Nature*, **122**, 441, 1928.
 51. K. T. Bainbridge, *Phys. Rev.*, **34**, 752, 1929. ~
 52. " *Phys. Rev.*, **36**, 1668, 1930.
 53. " *J. Frankl. Inst.*, **212**, 317, 1931.
 54. " *J. Frankl. Inst.*, **212**, 489, 1931; *Phys. Rev.*, **37**,
 1717, 1931.
 55. G. P. Harnwell a. W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **45**, 117,
 1934.
 56. H. Kallmann u. W. Lasareff, *Z. Physik*, **80**, 237, 1933.
 57. W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **43**, 1056, 1933.
 58. Le Roy, L. Barnes a. R. C. Gibbs, *Phys. Rev.*, **40**,
 318, 1932.
 59. H. Murawkin, *Ann. Phys.*, **8**, 203, 353, 974, 1931.
 59a. J. T. Tate, P. T. Smith a. A. L. Vaughan, *Phys. Rev.*, **43**,
 1054, 1933.
 59b. A. L. Vaughan, J. H. Williams a. J. T. Tate, *Bull. Am.*
Phys. Soc., **9**, 3, 23, 1934.
 60. W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **40**, 496, 1932; **40**, 130, 1932.
 61. " *Phys. Rev.*, **41**, 32, 1932; **39**, 536, 1932.
 62. " a. A. J. Gould, *Phys. Rev.*, **44**, 265, 1933; **45**,
 281, 1934.
 63. H. Kallmann u. W. Lasareff, *Naturw.*, **20**, 206, 472, 1932.
 64. J. T. Tate a. P. T. Smith, *Phys. Rev.*, **43**, 672, 1933.
 65. P. T. Smith, W. W. Lozier a. W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **45**,
 655, 1934.
 65a. W. W. Lozier, P. T. Smith a. W. Bleakney, *Phys. Rev.*, **45**,
 655, 1934.
 65b. J. P. Harnwell, H. D. Smyth, S. N. van Voorhis a.
 J. B. H. Kuper, *Phys. Rev.*, **45**, 655, 769, 1934.

66. W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh a. S. S. West, Phys. Rev., 45, 220, 1934.
67. W. Bleakney, Phys. Rev., 34, 157, 1929.
68. K. T. Bainbridge, Phys. Rev., 39, 847, 1932.
69. " Phys. Rev., 39, 1021, 1932.
70. " Phys. Rev., 40, 130, 1932.
71. " Phys. Rev., 42, 1, 1932; 41, 115, 396, 1932.
72. " Phys. Rev., 43, 103, 1933.
73. " Phys. Rev., 43, 367, 1933.
74. " Phys. Rev., 43, 424, 1933.
75. " Phys. Rev., 43, 378, 1056, 1060, 1933.
76. " Phys. Rev., 44, 56, 57, 1933.
77. " Phys. Rev., 44, 123, 1933.
78. " J. Frankl. Inst., 215, 509, 1933.
79. W. R. Smythe, Phys. Rev., 28, 1275, 1926.
80. " u. J. Mattauch, Phys. Rev., 40, 429, 1932.
81. J. Mattauch, Phys. Z., 33, 899, 1932.
82. A. Hughes a. V. Rojansky, Phys. Rev., 34, 284, 1929.
83. R. Herzog a. J. Mattauch, Ann. Phys., 19, 345, 1934.
- 83a. W. R. Smythe, Phys. Rev., 45, 299, 1934.
84. D. H. Sloan a. E. O. Lawrence, Phys. Rev., 38, 2021, 1931.
85. E. O. Lawrence a. M. S. Livingston, Phys. Rev., 40, 19, 1932; 45, 608, 1934.
86. F. G. Dunnington, Phys. Rev., 43, 404, 1933; 42, 734, 1933.
87. W. Bartky u. A. J. Dempster, Phys. Rev., 33, 1019, 1929.
88. H. Bondy u. K. Popper, Ann. Phys., 17, 28, 1933.
89. W. Henneberg, Ann. Phys., 19, 335, 1934.
90. B. Herzog, Z. Physik, 89, 447, 1934.
- 90a. W. E. Stephens, Phys. Rev., 45, 513, 1934.
91. A. E. Shaw, Phys. Rev., 44, 1006, 1933.
92. J. Mattauch u. R. Herzog, Z. Phys. (печатается).
93. F. W. Loomis, Astrophys. J., 52, 248, 1920.
94. A. Kratzer, Z. Physik, 3, 460, 1920.
95. A. Haas, Z. Physik, 4, 68, 1921.
96. R. S. Mulliken, Phys. Rev., 25, 119, 259, 1925.
97. G. E. Gibson, Z. Physik, 50, 692, 1928.
98. R. T. Birge, Trans. Far. Soc., 25, 718, 1929.
99. J. Patkowski a. W. E. Curtis, Trans. Farad. Soc., 25, 725, 1929.
100. J. L. Dunham, Phys. Rev., 36, 1553, 1930.
101. G. Stenwinkel, Nature, 126, 649, 1930.
102. A. Elliott, Diss., Utrecht 1930; Proc. Roy. Soc., (A) 123, 629, 1929; (A) 127, 638, 1930; Nature, 126, 133, 1930.
103. A. Elliott, Z. Physik, 67, 75, 1931; Nature, 126, 203, 845, 1930.
104. R. S. Mulliken, Phys. Rev., 26, 319, 1925; Science, 58, 164, 1923; Phys. Rev., 23, 554, 1924; Nature, 113, 423, 1924; 116, 14, 1925.
- 104a. A. Mc Kellar, Phys. Rev., 45, 761, 1934.
105. G. H. Dieke a. H. D. Babcock, Proc. Nat. Acad. Am., 13, 670, 1927.
106. R. S. Mulliken, Phys. Rev., 32, 880, 1928.
107. W. F. Giaque a. H. L. Johnston, J. Am. Chem. Soc., 51, 1436, 1929; Nature, 123, 318, 1929; Phys. Rev., 34, 540, 1929.
108. H. D. Babcock, Proc. Nat. Acad. Amer., 15, 471, 1929; Nature, 123, 761, 1929.
109. W. F. Giaque a. H. L. Johnston, J. Amer. Chem. Soc., 51, 3528, 1929; Nature, 123, 831, 1929.
110. R. T. Birge, Nature, 124, 13, 1929.
111. R. Mecke u. K. Wurm, Z. Physik, 61, 37, 1930.
112. H. D. Babcock, W. P. Hoge, R. T. Birge, Phys. Rev., 37, 227, 233, 1931; Abstracts, 6, 7, 29.

113. R. Mecke u. W. H. J. Childs, *Z. Physik*, **68**, 362, 1931.
 114. A. S. King a. R. T. Birge, *Phys. Rev.*, **34**, 376, 1929; *Nature*, **124**, 127, 1929.
 115. R. T. Birge, *Phys. Rev.*, **34**, 379, 1929; *Nature*, **124**, 182, 1929.
 116. A. S. King a. R. T. Birge, *Astrophys. J.*, **72**, 19, 1930.
 117. F. A. Jenkins a. L. S. Ornstein, *Proc. Amst.*, **35**, 1212, 1933.
 118. S. M. Naudé, *Phys. Rev.*, **36**, 333, 1930; **34**, 1498, 1929; **35**, 130, 1930.
 119. G. Herzberg, *Z. physik. Chem.*, (B) **9**, 43, 1930.
 120. G. M. Murphy a. H. C. Urey, *Phys. Rev.*, **41**, 141, 1932.
 121. R. T. Birge, *Phys. Rev.*, **37**, 841, 1931.
 122. W. W. Watson a. A. E. Parker, *Phys. Rev.*, **37**, 167, 1931;
 W. W. Watson, *Phys. Rev.*, **36**, 1019, 1930.
 123. E. Olsson, *Z. Physik*, **73**, 732, 1932.
 124. E. Svensson, *Nature*, **131**, 28, 1933.
 125. E. S. Imes, *Astrophys. J.*, **50**, 251, 1919.
 126. Ch. F. Meyer a. A. A. Levin, *Phys. Rev.*, **34**, 44, 1929.
 127. H. Becker, *Z. Physik*, **59**, 583, 601, 1930.
 128. G. Hettner u. J. Böhm, *Z. Physik*, **72**, 95, 1931.
 129. J. D. Hardy a. G. B. B. M. Sutherland, *Phys. Rev.*, **41**, 471, 1932.
 130. J. D. Hardy, E. F. Barker a. D. M. Dennison, *Phys. Rev.*, **42**, 279, 1932.
 131. A. Bramley, *Phys. Rev.*, **44**, 309, 1933.
 132. M. F. Ashley, *Phys. Rev.*, **43**, 770, 1933.
 133. H. L. Johnson, *Phys. Rev.*, **45**, 79, 1932; D. H. Dawson, *Naturwiss.*, **21**, 495, 1933.
 134. K. Chamberlain a. H. B. Cutter, *Phys. Rev.*, **43**, 771, 1933.
 134a. W. Holst a. E. Hulthén, *Nature*, **133**, 294, 796, 1934.
 134b. G. Dieke a. R. W. Blue, *Nature*, **133**, 611, 1934.
 134c. C. R. Jeppeson, *Phys. Rev.*, **45**, 480, 1934.
 134d. H. Beutler u. K. Mie, *Naturwiss.*, **22**, 419, 1934.
 135. A. Harvey a. F. A. Jenkins, *Phys. Rev.*, **35**, 789, 1930; **36**, 1413, 1930.
 136. G. Nakamura, *Nature*, **128**, 759, 1931.
 137. W. R. van Wijk a. A. J. van Koevinge, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **132**, 98, 1931.
 138. A. Mc Kellar, *Phys. Rev.*, **44**, 155, 1933; **43**, 215, 1933; F. A. Jenkins a. A. Mc Kellar, *Phys. Rev.*, **44**, 325, 1933.
 139. R. S. Mulliken, *Phys. Rev.*, **25**, 259, 1925; **23**, 554, 1924; *Nature*, **113**, 423, 1924.
 140. F. A. Jenkins, *Proc. Nat. Acad., Amer.*, **13**, 496, 1927.
 141. R. T. Paton a. G. M. Almy, *Phys. Rev.*, **37**, 1710, 1931.
 142. F. A. Jenkins a. A. Mc Kellar, *Phys. Rev.*, **42**, 464, 1932; **39**, 549, 1932.
 143. W. W. Watson, *Phys. Rev.*, **27**, 801, 1926.
 144. W. B. Pearse, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **122**, 442, 1929.
 145. F. A. Jenkins a. R. Grinfeld, *Phys. Rev.*, **43**, 943, 1933; **45**, 229, 1934.
 146. F. A. Jenkins a. H. de Laszlo, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **122**, 103, 1929.
 146a. P. C. Mahanti, *Z. Physik*, **88**, 550, 1934.
 147. K. Hedfeld, *Z. Physik*, **68**, 610, 1931.
 148. M. Ashley a. F. A. Jenkins, *Phys. Rev.*, **37**, 1712, 1931; **42**, 43, 1932.
 149. A. Petrikaln u. J. Hochberg, *Z. Physik*, **86**, 214, 1933.
 150. W. Jevons, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **110**, 365, 1926.
 151. W. F. C. Ferguson, *Phys. Rev.*, **32**, 607, 1928.
 152. E. D. Wilson, *Phys. Rev.*, **32**, 611, 1928.
 153. O. Darbyshire, *Phys. Rev.*, **40**, 366, 1932.

154. W. G. Brown a. G. F. Gibson, *Phys. Rev.*, **40**, 529, 1932.
 155. W. F. C. Ferguson, *Phys. Rev.*, **31**, 969, 1928.
 156. K. Wieland, *Helv. Phys. Acta*, **2**, 46, 1929.
 157. K. Butkow, *Z. Physik*, **58**, 232, 1929.
 158. R. Ritschl u. D. Villars, *Naturwiss.*, **16**, 219, 1928.
 159. R. Ritschl, *Z. Physik*, **42**, 172, 1927.
 160. R. S. Mulliken, *Phys. Rev.*, **26**, 1, 1925; **23**, 767, 1924; *Nature*, **113**, 489, 1924.
 161. A. Bramley, *Phys. Rev.*, **44**, 309, 1933.
 162. C. V. Shapiro, R. C. Gibbs a. A. W. Laubengayer, *Phys. Rev.*, **40**, 354, 1932.
 163. W. G. Brown, *Phys. Rev.*, **38**, 1179, 1931; **39**, 777, 1932.
 163a. H. J. Plumley, *Phys. Rev.*, **45**, 678, 1934.
 164. E. Bengtsson u. E. Losson, *Z. Physik*, **72**, 163, 1931.
 165. B. A. Brice, *Phys. Rev.*, **35**, 960, 1930; **38**, 658, 1931.
 166. S. M. Naudé, *Phys. Rev.*, **45**, 280, 1934.
 167. E. Hulthén, *Nature*, **129**, 56, 1932.
 168. S. Mrozowski, *Z. Physik*, **72**, 776, 1931; *Nature*, **129**, 399, 1932.
 169. S. Bloomenthal, *Phys. Rev.*, **35**, 34, 1930.
 170. L. Grebe u. H. Konen, *Phys. Z.*, **22**, 546, 1921.
 171. E. O. Salant a. J. E. Rosenthal, *Phys. Rev.*, **42**, 812, 1932.
 171a. A. Adel, *Phys. Rev.*, **45**, 56, 1934.
 172. V. Henri a. O. R. Howell, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **128**, 178, 1930.
 173. C. F. Goodeve a. C. P. Stein, *Trans. Farad. Soc.*, **25**, 738, 1929.
 173a. E. Bartholomé u. K. Clusius, *Naturwiss.*, **22**, 420, 1934.
 173b. E. Bartholomé a. B. W. Sorge, *Phys. Rev.*, **45**, 757, 1934.
 173c. J. Franck a. R. W. Wood, *Phys. Rev.*, **45**, 667, 1934.
 174. H. C. Urey, F. G. Brickwedde a. G. M. Murphy, *Phys. Rev.*, **40**, 1, 1932; *Phys. Rev.*, **39**, 164, 864, 1932.
 175. H. C. Urey, F. G. Brickwedde a. G. M. Murphy, *Phys. Rev.*, **40**, 464, 1932.
 176. D. H. Rank, *Phys. Rev.*, **42**, 446, 1932.
 177. St. S. Ballard a. H. E. White, *Phys. Rev.*, **43**, 941, 1933.
 178. G. N. Lewis a. F. H. Spedding, *Phys. Rev.*, **43**, 964, 1933.
 179. G. Hertz, *Naturwiss.*, **21**, 884, 1933.
 180. H. Schüler, *Naturwiss.*, **19**, 772, 1931.
 180a. L. S. Ornstein, J. A. Vreeswijk jr. u. G. Wolfsohn, *Physica*, **1**, 53, 1934.
 181. L. S. Ornstein u. J. A. Vreeswijk jr., *Z. Physik*, **80**, 57, 1933.
 182. G. Hansen, *Naturwiss.*, **15**, 163, 1927.
 183. E. Thomas a. E. S. Evans, *Phil. Mag.*, (7) **10**, 128, 1930.
 184. H. Nagaoka u. T. Mishima, *Sci. Pap. Tokyo*, **13**, 293, 1930.
 185. L. S. Ornstein u. J. A. Vreeswijk jr., *Z. Physik*, **75**, 109, 1932.
 186. D. T. Hughes a. C. Eckart, *Phys. Rev.*, **36**, 694, 1930.
 187. H. Schüler, *Z. Physik*, **58**, 741, 1929; **66**, 431, 1930.
 188. P. Güttinger u. W. Pauli, *Z. Physik*, **67**, 743, 1931.
 189. D. S. Hughes, *Phys. Rev.*, **38**, 857, 1931; H. Schüler u. E. Wurm, *Naturwiss.*, **15**, 971, 1927.
 190. J. H. Bartlett a. J. J. Gibbons, *Phys. Rev.*, **44**, 325, 538, 1933.
 191. B. H. Dickinson, *Phys. Rev.*, **44**, 329, 1933.
 192. H. Schüler u. E. G. Jones, *Z. Physik*, **76**, 14, 1932.
 193. J. A. Bartlett, *Nature*, **128**, 408, 1931.
 194. G. Racah, *Nature*, **129**, 723, 1932.

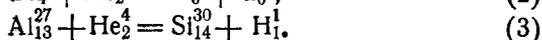
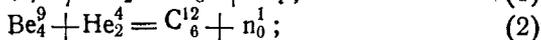
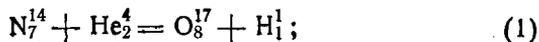
195. J. R. Rosenthal a. G. Breit, *Phys. Rev.*, **41**, 459, 1932;
 G. Breit, *Phys. Rev.*, **42**, 348, 1932.
 196. H. Schüler u. H. Westmeyer, *Z. Physik*, **83**, 270, 1933.
 197. H. Schüler, *Naturwiss*, **18**, 895, 1930.
 198. " u. J. E. Keyston, *Z. Physik*, **67**, 433, 1931.
 199. " u. H. Brück, *Z. Physik*, **58**, 735, 1929.
 200. " u. J. E. Keyston, *Z. Physik*, **70**, 1, 1931; *Naturwiss.*, **19**, 320, 1931.
 201. H. Schüler u. E. G. Jones, *Z. Physik*, **75**, 536, 1932; *Naturwiss.*, **20**, 171, 1932; *Nature*, **129**, 833, 1932.
 202. S. Tolansky, *Z. Physik*, **73**, 470, 1931.
 203. R. Ritschl, *Z. Physik*, **79**, 1, 1932.
 204. H. Schüler u. H. Westmeyer, *Z. Physik*, **81**, 565, 1933.
 204a. F. Paschen u. J. S. Campbell, *Naturwiss.*, **22**, 136, 1934.
 205. P. G. Kruger, R. C. Gibbs a. R. C. Williams, *Phys. Rev.*, **41**, 322, 1932.
 206. N. S. Grace a. K. R. More, *Phys. Rev.*, **45**, 166, 1934; N. S. Grace a. H. E. White, *Phys. Rev.*, **43**, 1039, 1933; N. S. Grace a. K. R. More, *Phys. Rev.*, **44**, 128, 1933.
 207. H. Schüler u. J. E. Keyston, *Z. Physik*, **72**, 423, 1931; *Naturwiss.*, **19**, 676, 1931.
 208. L. Aronberg, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **3**, 710, 1917; *Astrophys. J.*, **47**, 96, 1918.
 209. T. R. Merton, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **96**, 388, 1920; **100**, 84, 1921.
 210. H. Kopfermann, *Z. Physik*, **75**, 363, 1932; *Naturwiss.*, **19**, 400, 675, 1931.
 211. T. C. McLennan, A. B. McLay a. M. F. Crawford, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **133**, 652, 1931.
 212. J. L. Rose a. L. P. Granath, *Phys. Rev.*, **40**, 760, 1932; **39**, 1017, 1932; **40**, 467, 1932.
 213. K. Murakawa, *Sci. Pap. Tokyo*, **18**, 191, 245, 1932.
 214. H. Kopfermann, *Z. Physik*, **83**, 417, 1933.
 215. D. A. Jackson, *Z. Physik*, **86**, 131, 1933; *Proc. Roy. Soc.*, (A) **139**, 673, 1933.
 216. H. Kopfermann u. N. Wieth-Knudsen, *Z. Physik*, **85**, 353, 1933; *Naturwiss.*, **21**, 547, 1933.
 217. H. Kopfermann, **21**, 704, 1933; E. Rindal, *Z. Physik*, **87**, 460, 1934.
 218. J. S. Campbell, *Nature*, **131**, 204, 1933.
 218a. S. Tolansky, *Nature*, **133**, 531, 1934.
 219. H. Schüler u. H. Westmeyer, *Z. Physik*, **82**, 685, 1933.
 220. W. F. Giaque, *Nature*, **124**, 265, 1929.
 221. J. Chadwick, J. E. R. Constable a. E. C. Pollard, *Proc. Roy. Soc.*, (A) **130**, 463, 1931.
 221a. M. L. Oliphant, P. Harteck a. Lord Rutherford, *Nature*, **133**, 413, 1934.
 222. F. Allison, *J. Chem. Soc.*, **10**, 70, 1933; *Phys. Rev.*, **43**, 38—50, 1933.
 223. D. R. Morey a. J. S. Webb, *Phys. Rev.*, **44**, 517, 1933.
 223a. G. P. Baxter a. J. S. Thomas, *J. Amer. Chem. Soc.*, **55**, 858, 1933; **56**, 1108, 1932.
 224. J. Kendall, W. W. Smith a. T. Tait, *Nature*, **131**, 688, 1933.
 225. E. W. Washburn u. H. C. Urey, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **18**, 496, 1932.
 226. G. N. Lewis a. R. T. Macdonald, *J. Chem. Phys.*, **1**, 341, 1933.
 227. R. T. Birge a. D. H. Menzel, *Phys. Rev.*, **37**, 1660, 1931.
 228. M. Woodhead a. R. Whytlaw-Gray, *J. Chem. Soc.*, **846**, 1933.

229. G. Beck, Z, Physik, **48**, 407, 1928.
230. W. D. Harkins, Chem. Rev. **5**, 371, 1928.
231. H. A. Berton, Phys. Rev., **34**, 1228, 1929; **35**, 408, 1930; H. C. Urey a. H. Johnston, Phys. Rev., **35**, 869, 1930.
232. H. L. Johnston, J. Amer. Chem. Soc., **53**, 2866, 1931; **54**, 824, 1932.
233. H. C. Urey, J. Amer. Chem. Soc., **53**, 2872, 1931.
234. J. H. Bartlett jr., Nature, **130**, 165, 1932; Phys. Rev., **42**, 145, 1932; H. C. Urey, Nature, **130**, 403, 1932.
234a. J. H. Bartlett, Phys. Rev., **45**, 847, 1932.
-

ИСКУССТВЕННОЕ ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. И. Алиханов и А. И. Алиханьян, Ленинград

При искусственном расщеплении ядер, независимо от сорта частиц, которыми бомбардируется ядро, в момент столкновения испускаются тяжелые частицы (протоны, α -частицы и нейтроны). В качестве типичных превращений ядер можно привести хорошо изученные реакции, наблюдающиеся при бомбардировке азота, бериллия и алюминия α -частицами:



В приведенных случаях в результате реакции одновременно с образованием нового ядра испускается или протон или нейтрон. Но никогда еще при расщеплении ядер не наблюдалось испускание легких частиц, т. е. электронов.

Только после открытия позитрона, Кюри и Жолио обнаружили явление, которое, как казалось с первого взгляда, было первым случаем испускания легкой частицы (позитрона) при расщеплении ядра. Подвергая действию α -частиц листок алюминия, помещенный в камеру Вильсона, Кюри и Жолио ¹ наблюдали наряду с хорошо известным в этом случае испусканием протонов (реакция 3) также

интенсивное испускание позитронов (по данным авторов, на $1-2 \cdot 10^6$ α -частиц, бомбардирующих алюминий, испускается один позитрон). На рис. 1 приведена вильсоновская фотография, на которой видны как путь протона (прямой жирный путь), так и пути позитронов,

Препарат Po + Al

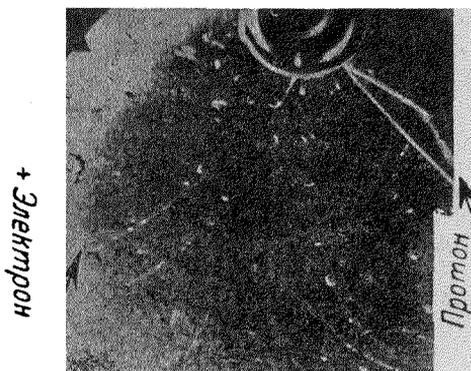
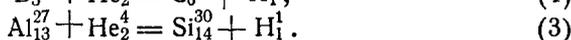
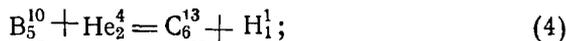


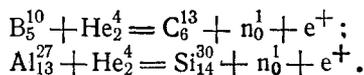
Рис. 1. Пути протона и позитронов

Камера Вильсона в опытах Кюри и Жолио помещалась в магнитном поле, которое искривляло пути электронов и этим давало возможность определить знак заряда и энергию электронов. Подобного же рода испускание позитронов наблюдалось при бомбардировке бора α -частицами.

Обычно превращения в алюминии и в боре при бомбардировке их α -частицами сопровождаются испусканием протонов.

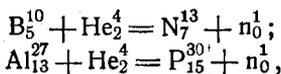


Однако после открытия нейтрона было показано, что бомбардировка этих двух элементов α -частицами сопровождается также испусканием нейтронов. Это обстоятельство дало Кюри и Жолио основание предположить, что частично взаимодействие α -частиц с ядрами бора и алюминия может происходить по следующим реакциям:



В результате этих реакций мы получаем те же продукты: ядра C_6^{13} и Si_{14}^{30} , а протон оказывается как бы расщепленным на составные элементы—нейтрон и позитрон. Исходя из этого, Кюри и Жолио пришли к выводу, что протон является сложной частицей, состоящей из нейтрона и позитрона, тесно связанных между собой.

Однако уже очень скоро от этого объяснения пришлось отказаться. Исследуя, как зависит число испускаемых алюминием позитронов от энергии (пробега) α -частиц, Кюри и Жолио² обнаружили, что если даже совсем убрать источник α -частиц (Po) от алюминиевой пластинки, то испускание позитронов из нее продолжается, ослабевая со временем по экспоненциальному закону. Этот опыт с несомненностью привел авторов к выводу, что при воздействии α -частиц полония на алюминий (или бор) образуются ядра какого-то нового радиоактивного вещества, испускающего позитроны при своем распаде. Вместо реакций (3) и (4) для бора и алюминия Кюри и Жолио предложили следующие реакции:



в которых N_7^{13} и P_{15}^{30} являются теми новыми радиоактивными веществами, которые распадаются с испусканием позитронов.

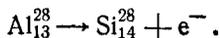
Важно здесь отметить, что ни изотоп N^{13} ни изотоп P^{30} в природе не встречаются. Теперь это вполне понятно, так как они радиоактивны и периоды полураспада их малы. По данным Кюри и Жолио период полураспада радиоактивного азота равен 14 мин., а радиоактивного фосфора — 3 мин. Кроме радиоактивных азота и фосфора, Кюри и Жолио получили радиоактивный изотоп кремния, бомбардируя магний α -частицами. На рис. 2 приведены кри-

вые распада для радиоактивных азота, фосфора и кремния, впервые полученные Кюри и Жолио. По оси абсцисс отложено время в минутах, а по оси ординат — логарифм числа частиц за некоторый промежуток времени.

В дальнейшем Кюри и Жолио, а также Алиханов, Алиханьян и Желепов³ показали, что магний, бомбардируемый α -частицами, испускает большее число отрицательных электронов и реакция происходит следующим образом:



В этом случае радиоактивным элементом является Al_{13}^{28} , распадающийся с испусканием электронов:



Для доказательства справедливости вышеуказанных реакций Кюри и Жолио показали химическим анализом, что получаемый при бомбар-

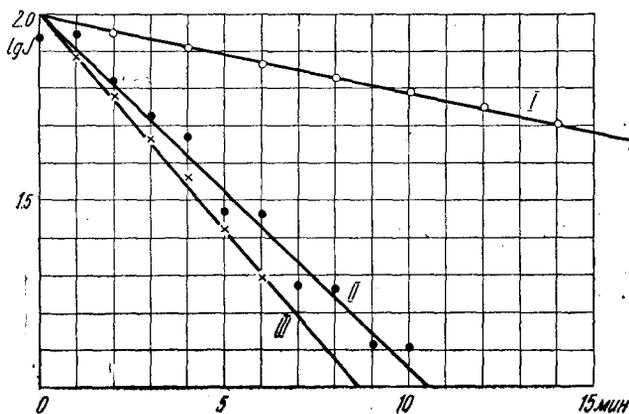


Рис. 2. Кривые радиоактивного распада

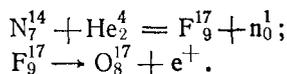
Кривая I — бор (радиоазот); кривая II — алюминий (радиофосфор); кривая III — магний (радиоалюминий и радиокремний)

дировке бора α -частицами радиоактивный элемент является действительно азотом, а в случае алюминия — фосфором. Например, азотистый бор (BN) после воздействия на него α -частицами обрабатывался горячей щелочью, причем весь азот, как активный, получившийся из бора, так и не активный, содержащийся в азотистом боре, освобождался в виде аммиака. Газ собирался в тонкостенную стеклянную трубочку, и затем измерялись, при помощи счетчика Гейгера-Мюллера с тонким окном, активность газа и активность осадка. Вся активность оказалась сосредоточенной в стеклянной трубочке, где были собраны газообразные продукты реакции. Химическая реакция за-

нимала всего 5 мин., и за это время активность не успевала заметно ослабнуть (период полураспада 14 мин).

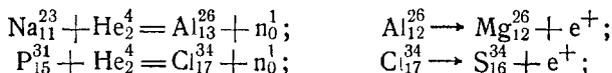
После открытия искусственно получаемой радиоактивности список новых радиоактивных изотопов легких элементов стал очень быстро расти. Бомбардируя α -частицами большой энергии (5 см пробега) азот, Вертенштейн⁴ получил радиоактивный изотоп фтора F^{17} с периодом полураспада 1,2 мин.

Для этого случая реакция может быть написана следующим образом:



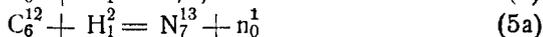
Азот содержится в большом количестве в воздухе, и поэтому все элементы, подвергаемые воздействию α -частиц в воздухе, могут дать активность с периодом полураспада 1,2 мин., так как атомы радиоактивного фтора, имея большие скорости, могут достигать поверхности бомбардируемого вещества и оседать на ней. Это обстоятельство следует всегда иметь в виду при исследованиях искусственной радиоактивности.

Фриш⁵ показал, что натрий и фосфор, бомбардируемые α -частицами ThC' очень большой энергии (8,5 см пробега), дают радиоактивные элементы с периодами полураспада в 7 сек. и 40 мин. соответственно. Реакции могут быть написаны так:



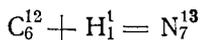
В последнем случае Фриш химическим анализом показал, что радиоактивным элементом является хлор. Мейтнер⁶ обнаружила в камере Вильсона, что литий при непосредственной бомбардировке α -частицами полония испускает позитроны, что, повидимому, соответствует образованию радиоактивного элемента бора B_5^9 , имеющего очень малый период полураспада.

Во всех перечисленных случаях в качестве „возбудителя“ радиоактивности служили α -частицы. Те же радиоактивные изотопы (а также и ряд новых) можно получить пользуясь в качестве „возбудителей“ другими заряженными частицами — протонами и дейтонами, а также и нейтронами. Кокрофт и Уолтон⁷ получили радиоактивный азот N_7^{13} , получающийся бомбардировкой бора α -частицами, бомбардируя углерод протонами с энергией 600 кВ. Лауритсен и Крэн⁸ получили тот же радиоактивный азот, бомбардируя углерод дейтонами. В самом деле, в результате этих двух реакций



мы получаем, повидимому, тот же радиоактивный азот, но, как показал опыт, с несколько отличными свойствами. Именно, период

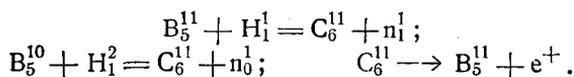
полураспада радиоактивного азота, полученного из углерода, оказался равным 10,3 мин., вместо 14 мин. для радиоактивного азота, полученного из бора. Следует еще отметить, что реакция захвата протона



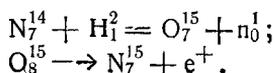
теоретически очень мало вероятна. В самом деле, точно так же, как и у атома, энергетические состояния ядра квантованы.

Доказательством этого могут служить строгая дискретность энергий α -частиц, испускаемых при α -распаде, и строгая дискретность длин волн γ -лучей, испускаемых возбужденными ядрами. В случае, когда расщепление ядра сопровождается вылетом какой-либо частицы (α -частицы, протона или нейтрона), большая часть энергии, выделяющейся при реакции согласно законам сохранения энергии и моментов, передается этой частице. Выделяющаяся при реакции энергия представляет собой разность между энергией исходного ядра и бомбардирующей частицы и энергией ядра-продукта и вылетевшей частицы. В случае реакции с захватом протона из общего числа протонов, падающих на мишень и имеющих внутри мишени различные скорости, только те могут принять участие в образовании нового ядра, энергия которых в сумме с энергией захватывающего ядра равна (в пределах ширины уровня) энергии ядра-продукта.

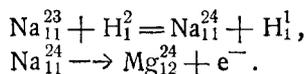
Между тем, как мы уже отмечали, ширина энергетических уровней ядра очень мала, и поэтому только очень малая доля падающих протонов будет удовлетворять поставленным условиям. На самом же деле опыты Кокрофта показывают, что реакция (5), при той же энергии частиц, что и в случае реакции (5а), происходит всего только в 10 раз реже. Можно было бы предположить, что протон перед захватом испускает излишек энергии в виде γ -кванта. Однако вероятность испускания γ -кванта за столь короткое время, как время соударения, теоретически очень мала. К этому вопросу мы еще вернемся в главе об искусственном получении радиоактивных элементов бомбардировкой нейтронами (захват нейтронов). Кроме радиоактивного азота Лауритсен и Крэн получили радиоактивный углерод C^{11} двумя способами: бомбардировкой бора протонами и дейтонами:



В лаборатории Лауренса Ливингстон и Мак-Миллен⁹ получили радиоактивный кислород бомбардировкой азота дейтонами с энергией 2000 kV:



В той же лаборатории Лауренсом¹⁰ был получен радиоактивный натрий Na_{11}^{24} , испускающий отрицательные электроны:



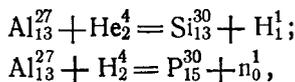
ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АТОМОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ

Как было указано выше, число ядер атомов радиоактивного фосфора, получаемого из алюминия бомбардировкой α -частицами полония (пробег 3,85 см), по данным Кюри и Жолио — порядка 1—2 на $2 \cdot 10^6$ α -частиц. В действительности, по данным Эллиса и Гендерсона¹¹, а также Алиханова, Алиханьяна и Джелепова¹², это число, полученное Кюри и Жолио, слишком велико. Указанные авторы исследовали зависимость вероятности образования радиоактивных атомов от энергии α -частиц и показали, что на 10^8 α -частиц с пробегом 3,85 см получается один атом радиоактивного фосфора. Так как проникновение α -частиц в ядро возрастает с увеличением их энергии, то число образующихся атомов радиоактивного фосфора будет тем больше, чем больше энергия α -частиц. Например в случае α -частиц RaC' с энергией $7,2 \cdot 10^6$ kV уже на 10^6 α -частиц получается один атом радиоактивного фосфора. Если в качестве источника α -частиц взять тонкостенную ампулку, содержащую эманацию радия в количестве 300 мС, то можно получить 150 000 атомов радиоактивного фосфора, которые в первую минуту дадут $3 \cdot 10^4$ позитронов, что будет равносильно чрезвычайно слабому радиоактивному источнику.

Значительно более интенсивные источники можно получить, пользуясь искусственно ускоренными заряженными частицами — протонами и дейтонами. Например Кокрофт, имея пучок дейтонов, ускоренных до 600 kV, получил препарат радиоактивного углерода, испускающего 10^6 позитронов в одну минуту, а Лауренс, пользуясь своим методом многократного ускорения дейтонов в магнитном поле, получил препарат радиоактивного натрия, испускающего в минуту $1,8 \cdot 10^9$ электронов. Для примера приведем данные Кокрофта для выхода радиоактивных атомов. Так, в случае бомбардировки бора дейтонами с энергией 550 kV на $4 \cdot 10^8$ дейтонов получается один атом радиоактивного углерода, а в случае бомбардировки углерода дейтонами с энергией в 600 kV получается один атом на $5 \cdot 10^8$ дейтонов.

Вероятность образования радиоактивного ядра зависит от большого числа факторов. Если энергия частицы достаточна для того, чтобы реакция энергетически была возможна, то основным фактором, от которого зависит вероятность расщепления, является проникновение частицы через потенциальный барьер ядра. После того как частица проникнет через барьер, необходимо, чтобы она была захвачена ядром, и это является вторым фактором, обуслов-

ливающим вероятностью реакции. Наконец, когда частица захвачена ядром, реакция может пойти разными путями, как например



где вторая реакция в 20—40 раз менее вероятна, чем первая. Веро-

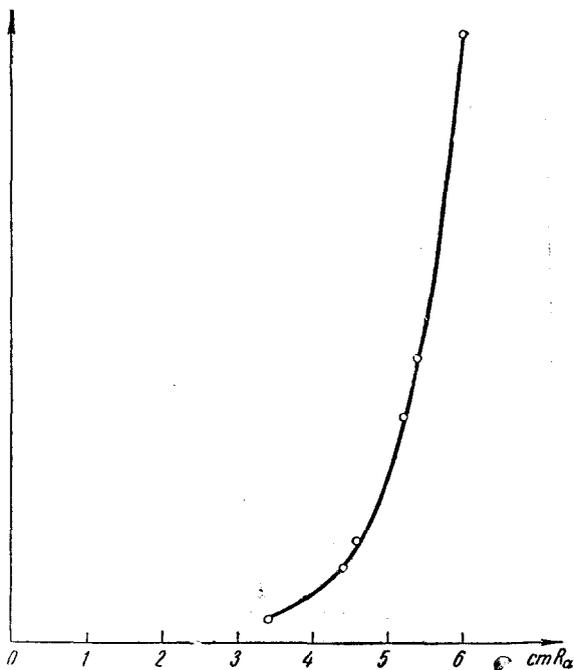


Рис. 3. Выход позитронов из алюминия в зависимости от пробега α -частиц

ятность проникновения частицы через потенциальный барьер определяется известной формулой Гамова:

$$C = e^{-\frac{2\pi e^2}{h} \sqrt{2m} + \frac{zZ}{VE} (2u - \sin 2m)},$$

где

$$\cos^2 u = \frac{r_0 E^*}{z Z e^2}, \text{ а } E^* = \frac{mM}{m+M} E.$$

Здесь M и Z — масса и заряд бомбардируемого ядра, m и z — масса и заряд бомбардирующей частицы, а E — ее энергия; r_0 — обозначает радиус ядра.

Вероятность захвата частицы, уже проникшей в ядро, должна зависеть от выделяющейся энергии, от спинов различных внутриядерных частиц, от распределения моментов между частицами по-

сле расщепления и от вероятности проникновения через барьер покидающей ядро частицы. При современном состоянии теории большинство этих факторов может быть оценено только качественно.

На рис. 3, 4 и 5 приведены экспериментальные кривые зависимости образования радиоактивных ядер от энергии α -частиц для случая алюминия, бора и магния. Экспериментальное исследование выхода радиоактивных атомов от энергии α -частиц было произведено Эллисом и Гендерсоном¹¹, а также Аликхановым, Аликханьяном и Джелеповым¹² следующим образом. Между бомбардируемой мишенью и источником α -частиц вставлялись тонкие слюдяные

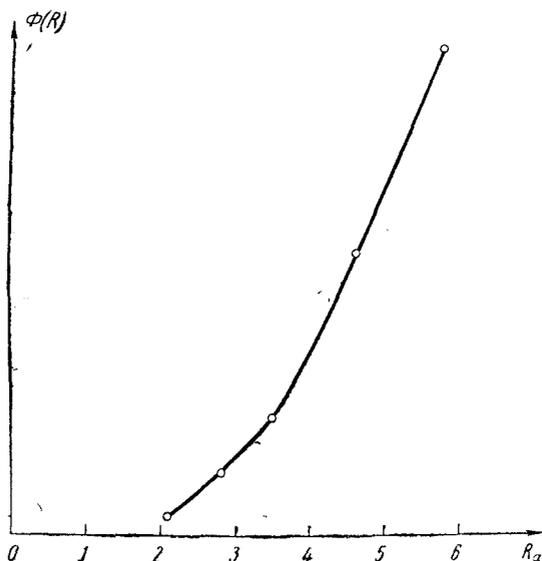


Рис. 4. Выход позитронов из бора в зависимости от пробега α -частиц

пластинки, тормозящие α -частицы. Затем мишень подносилась к окошку счетчика Гейгера-Мюллера и считалось число позитронов за некоторый промежуток времени. Так как толщины мишеней, употребляемых в опытах, были больше, чем пробег α -частиц, то в образовании атомов принимали участие α -частицы различных пробегов, начиная от заданного до нулевого. Поэтому для получения истинной кривой нужно экспериментальную кривую выхода продифференцировать по пробегу. На рис. 6, 7 и 8 приведены кривые после дифференцирования. Из этих кривых можно сделать ряд заключений. Так, например, видно, что зависимость от энергии тем резче, чем больше атомный номер бомбардируемого вещества, что и следует ожидать, так как высота потенциального барьера возрастает с увеличением атомного номера.

Зависимость выхода от энергии α -частиц у бора (атомный номер 5) гораздо слабее, чем у алюминия (атомный номер 13). Из рисунка

видно, что кривая становится более пологой при больших пробегах α -частиц. Это указывает на то, что энергия α -частиц достигает или превышает высоту потенциального барьера ядра бора. Естественно, что это насыщение у бора наступает раньше, чем у алюминия, имеющего большую высоту потенциального барьера. На кривой для превращения в ядре магния интересно отметить максимум при энергии α -частиц в 5000 кВ, соответствующий резонансному проникновению α -частиц в ядро магния.

ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ БОМБАРДИРОВКОЙ НЕЙТРОНАМИ

Получение радиоактивных элементов бомбардировкой заряженными частицами (α -частицами, протонами и дейтонами) имеет одно существенное ограничение.

Заряженными частицами можно воздействовать только на элементы с малыми атомными номерами и получать соответственно только легкие радиоактивные элементы. Чем больше атомный номер бомбардируемого ядра, тем выше потенциальный барьер вокруг него и тем менее вероятно проникновение в ядро заряженной частицы. На самом деле, бомбардировкой заряженными частицами до настоящего времени удалось активировать только около десяти элементов до элемента с атомным номером 15 (фосфор). Если же бомбардировать ядра нейтронами, то можно было рассчитывать, что удастся получить новые радиоактивные вещества с большим атомным номером.

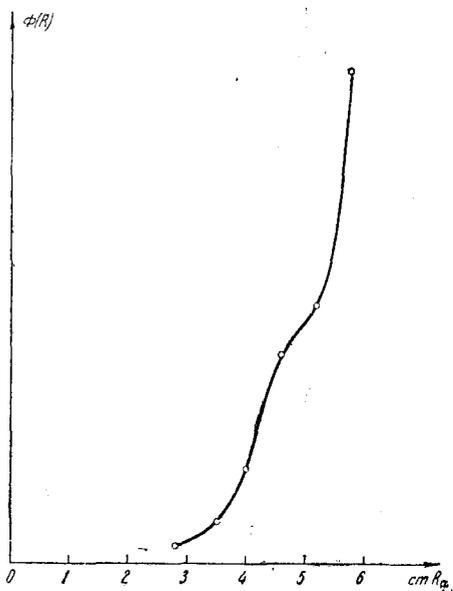


Рис. 5. Выход электронов из магния в зависимости от пробега α -частиц

Правда, имеющиеся сейчас источники нейтронов гораздо слабее, чем источники α -частиц, протонов и дейтонов. Но это отчасти должно компенсироваться большей вероятностью проникновения нейтронов в ядро. Опыты, предпринятые Ферми и его сотрудниками¹³, блестяще подтвердили эти соображения. Из шестидесяти элементов, подвергнутых действию нейтронов, больше сорока показали заметную активность, появившуюся после облучения. Открытие Ферми резко увеличило число новых радиоактивных эле-

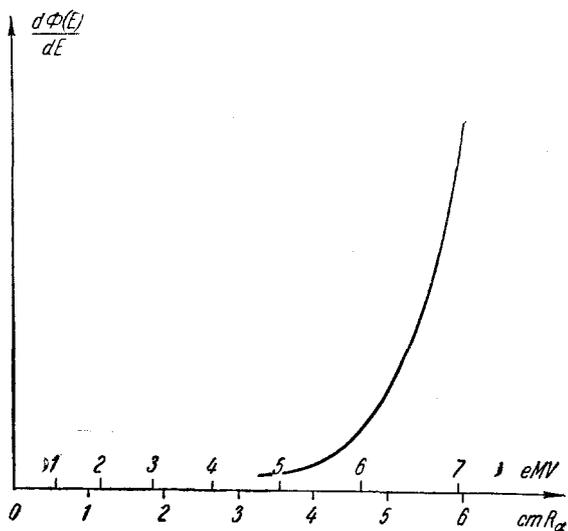


Рис. 6. Кривая выхода позитронов из алюминия, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 3

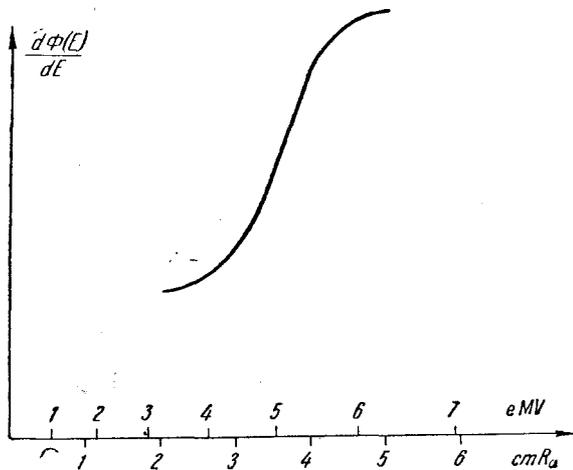


Рис. 7. Кривая выхода позитронов из бора, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 4

ментов и дало возможность получать радиоактивные вещества почти с любым атомным номером. В качестве источника нейтронов Ферми и его сотрудники пользовались стеклянной трубкой, содержащей порошок бериллия и эманацию радия в количестве 800 милликюри. Как известно, при бомбардировке бериллия α -частицами излучаются нейтроны с энергиями начиная от нуля до 10—14 миллионов вольт и жесткие γ -лучи с энергией около $7 \cdot 10^6$ кV. Здесь источником α -частиц является эманация радия и находящейся с ней в равновесии RaA и RaC'. При вышеуказанном количестве эманации (800 мС) такой источник испускает около $8 \cdot 10^5$ ней-

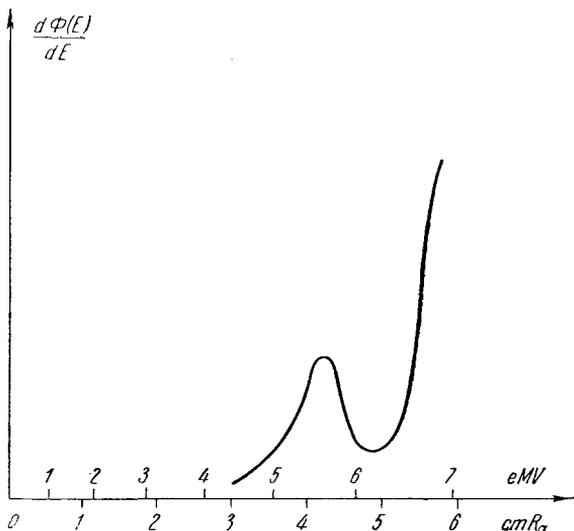


Рис. 8. Кривая выхода электронов из магнетита, полученная дифференцированием экспериментальной кривой рис. 5

тронов в секунду. Вещество, подвергаемое действию нейтронов, обычно в виде пластинки толщиной в 1—2 мм, прикладывается к источнику нейтронов, а затем, после некоторой выдержки, подносится к счетчику электронов Гейгера-Мюллера. Стенки счетчика были настолько тонки (0,1 мм алюминия), что электроны без большой потери в их числе могли пройти в счетчик; толщину освещаемой пластинки не имеет смысла брать больше 1—2 мм, так как электроны, возникшие на большой глубине, все равно не смогут выйти оттуда и попасть в счетчик.

Получаемые таким образом источники радиоактивных веществ имеют значительно меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностью, получаемой в опытах с α -частицами, протонами и дейтонами. Прежде всего это объясняется тем, что имеющиеся в распоряжении источники нейтронов чрезвычайно слабы. Кроме того

при такого рода опытах из общего числа нейтронов, падающих на мишень, только та часть эффективна, которая производит новые ядра в глубине не больше 1—2 мм, откуда β -частицы еще могут выйти наружу. Практически, на опыте, радиоактивные источники, полученные бомбардировкой нейтронами, дают в счетчике Гейгера-Мюллера около 500—1000 отбросов в минуту, в то время как при бомбардировке α -частицами мы имели больше 10 000 позитронов в минуту. Считая число отбросов в счетчике в зависимости от времени, можно измерить период полураспада полученного радиоактивного вещества. Помещая между счетчиком и активированной пластинкой фильтры

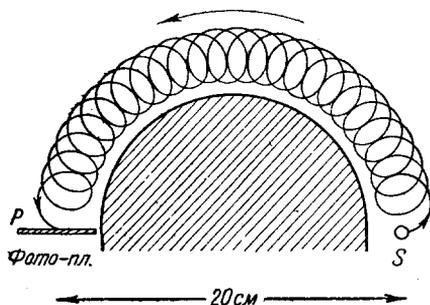


Рис. 9. Движение электронов в неравномерном поле

различной толщины, можно было грубо определить среднюю энергию электронов, испускаемых этим радиоактивным элементом. Если закрыть счетчик толстым фильтром, так чтобы электроны не смогли в него проникнуть, то можно выяснить, не испускает ли это вещество γ -лучи. В этом случае толщина облучаемой пластины могла быть гораздо больше (около нескольких сантиметров) вследствие того, что γ -лучи проходят такие толщины без заметного ослабления интенсивности.

Для определения знака испускаемых при распаде электронов Ферми и его сотрудники воспользовались методом отклонения электронов в неравномерном поле (метод Вилларда-Тибо¹⁴), заключающимся в следующем. Если источник электронов поместить в неравномерном магнитном поле с резким градиентом поля по радиусу полюсов магнита (рис. 9 и 10), то все электроны независимо от величины и направления скорости будут, двигаясь по спиралям, перемещаться в точку P . При этом отрицательные электроны будут перемещаться по одной стороне полуокружности, а положительные электроны по другой. Пользуясь только одной полуокружностью, можно вблизи точки P собрать при данном направлении магнитного поля только отрицательные электроны, при обратном поле — только положительные. Удобство этого метода заключается в том, что большая часть электронов, испускаемых

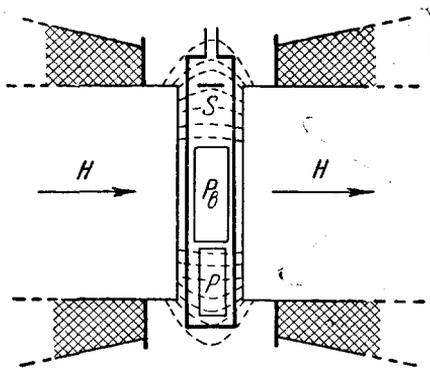


Рис. 10. Установка для магнитного отклонения электронов

в точке S , может быть собрана вблизи точки P . Если в точке P поместить окно счетчика Гейгера, то в нем можно наблюдать довольно большое число разрядов, даже если в точке S находится сравнительно слабый источник. Все радиоактивные элементы, полученные Ферми и его сотрудниками при бомбардировке нейтронами, как показал магнитный анализ, испускают отрицательные электроны.

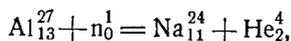
Для определения знака и энергии электронов можно также воспользоваться методом камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. На рис. 11а приведена вильсоновская фотография, полученная Курчатовым и Латышевым. На фотографии виден путь отрицательного электрона, выходящий из пластинки, покрытой слоем активированного нейтронами брома.

Перейдем теперь к описанию некоторых конкретных случаев. Алюминий после бомбардировки нейтронами приобретает довольно сильную активность. Из кривой распада можно было заключить, что активированный нейтронами алюминий имеет два периода полураспада — 12 мин. и 15 час., что указывает на присутствие двух различных радиоактивных веществ. Так

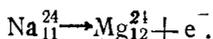


Рис. 11а. Путь отрицательного электрона

как алюминий не имеет изотопов, то отсюда следует, что из одного и того же ядра можно получить несколько радиоактивных элементов. Химический анализ показал, что вещество с периодом полураспада в 15 час. ведет себя в химической реакции, как натрий. Исходя из этого, ядерная реакция может быть написана так:

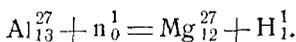


т. е. при захвате нейтрона ядром Al, последнее испускает α -частицу и превращается в радиоактивный изотоп натрия Na^{24} . В дальнейшем это ядро испускает электрон и превращается в устойчивый изотоп магния:



Радиоактивное вещество, имеющее период полураспада 12 мин., по

всем признакам является изотопом магния Mg^{27} , т. е. реакция в этом случае идет так:

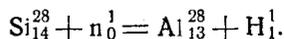


Радиоактивный магний, распадаясь с испусканием электрона

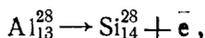


переходит в исходный изотоп алюминия Al_{13}^{27} . Таким образом в результате такого типа реакций мы всегда будем возвращаться к исходному веществу и все превращения сводятся как бы к растянутому во времени разрушению нейтрона.

Кремний после бомбардировки нейтронами также приобретает значительную активность с периодом полураспада около 3 мин. Химический анализ показал, что ядерная реакция скорее всего идет следующим путем:



Радиоактивный изотоп алюминия, испуская электрон

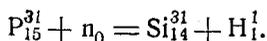


превращается в исходное вещество — в Si_{14}^{28} .

Заметим, что этот же самый радиоактивный алюминий был получен из

магния бомбардировкой α -частицами. Этот же радиоактивный изотоп, повидному, можно получить и из фосфора, бомбардируя его нейтронами. Активированный нейтронами фосфор обнаруживает два периода полураспада: один — в 3 мин. и второй — в 3 часа.

Химический анализ приводит к заключению, что период полураспада в 3 часа должен быть приписан Si^{31}



Если же при расщеплении вместо протона испускается α -частица, то мы получим опять радиоактивный алюминий, имеющий период полураспада, равный 3 мин.



Аналогичные ядерные реакции происходят и в более тяжелых ядрах. Например, в случае железа, кобальта, марганца и ванадия

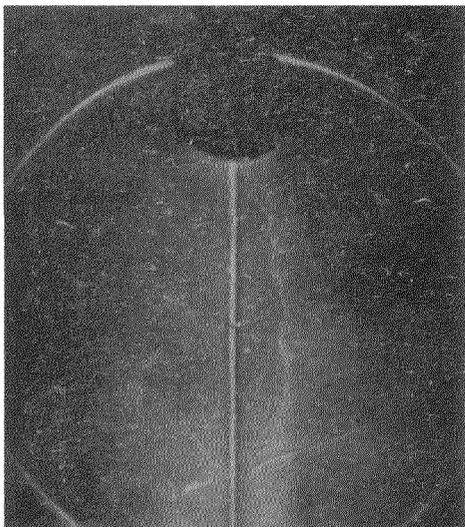
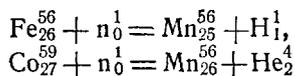


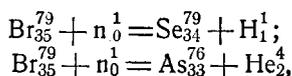
Рис. 11b. Пути α -частицы и H_1^1 .

захват нейтрона сопровождается вылетом или протона или α -частицы с последующим образованием радиоактивных ядер по реакциям:

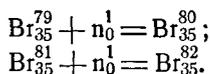


и т. п.

Особо нужно отметить реакции, когда захват нейтрона не сопровождается вылетом тяжелой частицы (протона, α -частицы), так называемые „прилипательные реакции“. Бром, облученный нейтронами, дает сильную активность с периодами полураспада в 30 мин. и 6 час. Ферми и его сотрудники пытались путем химического анализа определить радиоактивные вещества, получающиеся в этом случае. Если при образовании из брома радиоактивных элементов испускались бы α -частицы или протоны по реакциям



то в химических реакциях эти радиоактивные вещества должны были бы вести себя как селен и мышьяк. Анализ велся следующим образом: к активному бромиду (NH_4Br) прибавлялись мышьяк и селен, затем первый выделялся в виде сульфита, а второй — электрохимически. В обоих случаях выделенные вещества не дали заметной активности. Получая из бромистого аммония бром в виде AgBr , авторы обнаружили в осадке сильную активность и сделали заключение, что радиоактивные вещества, получающиеся из брома, суть изотопы брома и образуются в результате реакции:



Такие же опыты были произведены с иодом, и было показано, что и в этом случае получающийся радиоактивный элемент есть изотоп иода. Недавно Сцилярд и Чальмер¹⁵ разработали очень простой метод выделения радиоактивного брома (иода) из активизированного брома (иода). Метод этот основан на следующих соображениях. При столкновении нейтрона с ядром брома атом брома вследствие отдачи будет вырван из молекулы соединения (бромистый этил) и останется в свободном состоянии. Соединяя его с сербром, можно весь радиоактивный бром, вместе с небольшим количеством специально добавленного брома, высадить в виде тонкого слоя на поверхность в 1 см^2 . Практически этим методом можно получить препараты, обогащенные в 10—20 раз. Мы не будем здесь перечислять все реакции и радиоактивные элементы, полученные Ферми и его сотрудниками, а приведем в конце статьи таблицу всех радиоактивных элементов, получаемых в результате бомбардировки различных элементов α -частицами, протонами, нейтронами и дейтонами.

На основании этого богатого экспериментального материала можно сделать ряд общих выводов.

1. Большинство элементов вне зависимости от их атомного номера может быть активировано бомбардировкой нейтронами.

2. Поперечное сечение столкновения нейтронов с ядром для элементов, которые активируются нейтронами, порядка геометрического поперечного сечения ядра: иными словами, большинство нейтронов, попавших в ядро, вступает в реакцию и образует активные атомы.

3. Получающиеся радиоактивные элементы являются либо изотопами исходных атомов, либо их атомные номера меньше на одну (случай вылета протона) или две (случай вылета α -частицы) единицы. В этом отношении следует отметить некоторое различие между легкими и тяжелыми элементами. Для легких элементов преобладают реакции второго и третьего типа (вылет протона или α -частицы), в то время как в случае тяжелых элементов почти всегда радиоактивный элемент является изотопом исходного элемента. Реакции с вылетом заряженных частиц (α -частиц, протонов) более вероятны в легких элементах, так как у тяжелых элементов потенциальный барьер много выше, что резко уменьшает вероятность вылета тяжелых положительно заряженных частиц.

4. Все радиоактивные элементы, получаемые бомбардировкой нейтронами, испускают отрицательные электроны. Последнее обстоятельство подкрепляет соображения Гейзенберга об устойчивости ядер. Гейзенберг, рассматривая ядра состоящими из протонов и нейтронов, предположил, что основными силами взаимодействия между частицами в ядре являются силы обменного характера между нейтронами и протонами, и отсюда получил общее условие устойчивости ядер. Именно, оказалось, что энергия связи достигает максимального значения в том случае, когда число протонов равно числу нейтронов.

При бомбардировке нейтронами радиоактивные элементы всегда имеют избыток нейтронов по сравнению с их устойчивыми изотопами. Процесс испускания отрицательного электрона восстанавливает правильное отношение числа нейтронов к числу протонов и приводит к образованию устойчивого изотопа. Наоборот, все радиоактивные элементы, испускающие позитроны, имеют, по сравнению с их устойчивыми изотопами, недостаток нейтронов. Поэтому здесь испускание положительного электрона может восстановить правильное отношение числа нейтронов к протонам. Особые затруднения возникают при попытке теоретически интерпретировать реакции с „прилипанием“ нейтронов.

Мы уже указывали, что в случае бомбардировки бора протонами образуются радиоактивные ядра азота, причем реакция идет без вылета тяжелой частицы („прилипание“ протона). Затруднения, о которых мы говорили там, полностью относятся к случаю „прилипания“ нейтрона. Нейтрон может быть захвачен ядром в том случае, когда он приближается к ядру на расстояние

порядка 10^{-12} см. Отсюда следует, что нейтрон, имеющий энергию порядка нескольких миллионов вольт, будет взаимодействовать с ядром в течение времени порядка 10^{-21} сек. Так как нейтрон захватится ядром только в том случае, когда он имеет строго определенную энергию, то в течение этого времени (10^{-21} сек.) излишек его энергии должен быть испущен в виде γ -кванта. Между тем теория дает очень малую вероятность излучения за такой короткий промежуток времени. Для того чтобы избежать этих затруднений, была выдвинута следующая гипотеза: нейтрон, проходя мимо ядра, возбуждает его, теряя часть энергии. В дальнейшем возбужденное ядро, испуская нейтрон и γ -квант, переходит в радиоактивный изотоп исходного элемента с уменьшенным на единицу атомным весом. Однако эта гипотеза противоречит последним опытам Ферми. Бомбардируя алюминий медленными нейтронами, Ферми и его сотрудники¹⁷ обнаружили, кроме наблюдавшейся ранее активности с периодом полураспада в 12 мин., еще активность с периодом полураспада в 3 мин., которую можно приписать только радиоактивному алюминию (Al_{13}^{28}). Но так как алюминий имеет только один изотоп Al_{13}^{27} , то из этого следует, что Al_{13}^{28} может получиться в этом случае только вследствие „прилипания“ нейтрона.

ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ АТОМОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

Если иметь возможность изменять энергию нейтронов, то подобно тому, как в опытах с α -частицами, интересно было изучить образование радиоактивных ядер при различных энергиях нейтронов. Однако в настоящее время нет хорошего способа изменения скорости нейтронов. Единственный метод, которым обычно пользуются, заключается в следующем. Если пучок нейтронов пропустить через легкие вещества, то вследствие столкновений с ядрами этого вещества прошедшие нейтроны будут иметь в среднем меньшую энергию. Очевидно, что чем меньше атомный вес ядра, с которым сталкиваются нейтроны, тем сильнее будут изменяться скорости нейтронов, причем максимальная потеря энергии будет в случае столкновений нейтронов с водородом. Неудобство этого метода заключается, во-первых, в том, что только небольшая часть нейтронов претерпевает столкновения в сравнительно толстых фильтрах (2—3 см) и, во-вторых, в том, что нейтроны в результате столкновений приобретают самые разнообразные скорости. Существенным затруднением, при исследовании зависимости вероятности образования радиоактивных атомов от энергии нейтронов, является отсутствие монохроматических источников нейтронов.

Некоторые выводы можно сделать исходя из опытов с искусственными источниками нейтронов. Как известно, при бомбардировке дейтонами лития, бериллия и дейтона наблюдается интенсивное испускание нейтронов. Бьердж и Весткофф¹⁶, воспользовав-

шись этими источниками нейтронов для активирования фтора, кремния, фосфора и серебра, сравнили активность, получаемую в результате бомбардировки нейтронами из источника $\text{Be} + \text{Em}$, с активностью, получаемой при бомбардировке нейтронами из $\text{Li} + \text{D}$, $\text{Be} + \text{D}$ и $\text{D} + \text{D}$. Результаты их приведены в табл. 1, где в четырех последних колонках даны относительные интенсивности испускания β -частиц, рассчитанные на одинаковое число нейтронов.

ТАБЛИЦА 1

Бомбардируемый элемент	Период полураспада	Источник нейтронов			
		$\text{Be} + \text{Em}$	$\text{Li} + \text{D}$	$\text{Be} + \text{D}$	$\text{D} + \text{D}$
Фтор	8 сек.	100	10	1	$< 1/2$
Кремний	2,5 мин.	100	50	1	~ 1
Фосфор	2,5 мин.	100	30	1	< 1
Фосфор	2,5 мин.	100	50	30	30
Серебро	40 сек.	100	10	15	15

Об энергиях нейтронов из этих четырех источников можно сказать следующее. Спектр энергий нейтронов из $\text{Be} + \text{Em}$ и $\text{Li} + \text{D}$ не монохроматичен и простирается от нуля до 15 млн. электрон-вольт. Источник $\text{Be} + \text{D}$ менее богат нейтронами больших энергий, чем два предыдущих источника. Наконец, источник $\text{D} + \text{D}$ испускает нейтроны с энергией около 2 млн. электрон-вольт.

Из этой таблицы можно сделать заключение, что для исследованных случаев чем меньше энергия нейтрона, тем меньше вероятность образования радиоактивного ядра. Как мы уже указывали, из фосфора при бомбардировке нейтронами получаются два радиоактивных элемента: радиоактивный алюминий Al_{13}^{28} (период полураспада около 3 минут) и радиоактивный кремний (период полураспада около 3 час.). Из таблицы видно, что выход радиоактивного алюминия зависит от энергии нейтронов гораздо резче, чем выход радиоактивного кремния. В первом случае при реакции испускается α -частица, во втором — протон. Чем больше энергия нейтронов, бомбардирующих фосфор, тем больше энергия испускаемых при реакции α -частиц и протонов. Но вероятность прохождения α -частицы через потенциальный барьер ядра гораздо сильнее зависит от ее энергии, чем та же вероятность для протона. Возможно, что именно этим объясняется различная зависимость выхода этих двух радиоактивных элементов от энергии нейтронов.

Чрезвычайно интересные результаты были получены в последнее время Ферми и его сотрудниками¹⁸, которые пользовались в качестве источника нейтронов ампулкой с эманацией радия, наполненной бериллием. Скорости нейтронов они меняли способом, описанным выше, окружая источник нейтронов фильтрами из ве-

ществ, содержащих водород (парафин, вода). Оказалось, что в случаях реакций с вылетом α -частицы и протона уменьшение энергии нейтронов приводит к уменьшению выхода радиоактивных атомов. Наоборот, в том случае, когда реакция сопровождается захватом нейтрона, уменьшение энергии нейтронов приводит к резкому увеличению числа образующихся радиоактивных атомов.

Эти опыты производились следующим образом. На некотором расстоянии от источника нейтронов помещалась пластинка из активируемого вещества (обычно из серебра) и после облучения измерялась ее активность. Обычно, при больших расстояниях от источника (10—15 см) активность оказывалась ничтожно малой. Затем пластинка вновь помещалась на том же расстоянии от источника, но при этом окружалась толстым слоем (10—15 см) вещества, содержащего водород (вода, парафин). Активность пластинки, облученной нейтронами при этих условиях, оказывалась, в зависимости от геометрических условий, в десятки и даже в сотни раз большей. Окружение активируемой пластинки веществами, не содержащими водорода, не увеличивает заметно ее активности. Как уже отмечалось, это явление наблюдается только в тех случаях, когда реакция происходит с чистым захватом нейтрона, т. е. без вылета тяжелой частицы.

При двух других типах реакций (вылет протона, вылет α -частицы) наличие такого слоя воды уменьшает активность облучаемого объекта. В качестве возможного объяснения этого явления авторы предложили следующую гипотезу. Нейтроны при прохождении через слой воды или парафина испытывают многократные столкновения с ядрами водорода и резко уменьшают свою скорость. Если предположить, что вероятность столкновения нейтрона с протоном сильно возрастает с уменьшением скорости нейтрона, то можно ожидать, что некоторые нейтроны, раз уменьшившие свою скорость благодаря нескольким столкновениям, будут теперь очень часто сталкиваться с ядрами водорода и, все больше и больше теряя свою скорость, диффузно рассеиваться в воде, аналогично молекулам, диффундирующим в газе. В конце концов, в результате многочисленных столкновений скорость части нейтронов может дойти до тепловых скоростей и в веществе, содержащем водород, будет находиться нейтронный газ.

Активируемая пластинка, помещенная в этот газ, может пересекаться одним и тем же нейтроном несколько раз, тогда как при облучении пучком нерассеивающихся нейтронов каждый нейтрон пересекал ее только один раз. Очевидно, что это обстоятельство увеличивает возможность захвата нейтрона ядром. Но вряд ли весь эффект обусловлен только этим обстоятельством. Кроме этого, по-видимому, сама по себе вероятность быть захваченным ядром для медленного нейтрона гораздо больше, чем для быстрого.

С этой точки зрения понятно, почему свойством очень сильно повышать активность обладают только водородсодержащие вещества. Как мы уже отмечали выше, благодаря практическому равен-

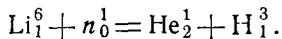
ству масс нейтрона и протона нейтрон сильнее всего теряет скорость при столкновении с протоном.

Прямыми опытами Ферми и его сотрудникам¹⁸ удалось показать, что, действительно, вероятность захвата медленных нейтронов в некоторых случаях очень велика. Опыты эти производились следующим, чрезвычайно простым, способом. Активируемая пластинка, погруженная в воду, предварительно вплотную покрывалась веществом, в котором желательно определить вероятность поглощения медленных нейтронов. После облучения нейтронами это вещество с пластинки снималось и измерялась ее активность. Сравнивая эту активность с активностью, полученной от той же пластинки при облучении нейтронами в воде, но без поглощающего слоя, можно определить коэффициент поглощения медленных нейтронов в этом веществе и отсюда вычислить поперечное сечение захвата этих нейтронов ядрами поглотителя. Оно оказалось особенно большим для бора и лития.

Авторы дают значение для поперечного сечения для лития $0,16 \cdot 10^{-21}$, для бора $3 \cdot 10^{-21}$, для родия $0,4 \cdot 10^{-21}$ см² и т. д.

Очень тонкий слой бора (20 μ) оказывается достаточным для уменьшения интенсивности проходящего потока медленных нейтронов в два раза. В то же время большие толщи свинца (1—2 см) не ослабляют заметно интенсивность потока медленных нейтронов. Это означает, что медленные нейтроны ядром свинца вообще не захватываются. Большой коэффициент поглощения медленных нейтронов отнюдь еще не означает наличия большой активности. Например бор, литий и др. вещества вообще не активируются нейтронами. Повидимому, захватив нейтрон, эти элементы превращаются в устойчивые изотопы, или расщепляются с испусканием тяжелых частиц.

Исследуя захват медленных электронов литием, Чадвик²⁰ обнаружил, что при этом захвате происходит дезинтеграция ядра лития с вылетом α -частицы и изотопа водорода H_1^3 :



Курчатов и Латышев показали то же методом камеры Вильсона. На рис. 11b видно, как из тонкой литиевой пластинки, помещенной внутри камеры Вильсона, освещенной замедленными в воде нейтронами, вылетают одновременно в противоположные стороны две частицы. Одна из них, давшая короткий путь, судя по характеру ионизации, представляет собой α -частицу, а вторая H_1^3 . Аналогичное расщепление ядра наблюдается при захвате медленного нейтрона ядром брома.

Таким образом новое открытие Ферми и его сотрудников не только дает возможность изучать взаимодействие между нейтронами и такими ядрами, которые в дальнейшем превращаются в радиоактивные, но также дает возможность, путем измерений коэффициента поглощения, изучать те же вопросы и для ядер, не дающих в дальнейшем радиоактивных изотопов.

Кроме того, благодаря этому открытию им удалось ряд радиоактивных элементов, ранее получавшихся только путем реакции с вылетом протона или α -частицы, получить посредством реакции чистого захвата нейтрона. Например алюминий, имеющий после облучения быстрыми нейтронами активность с периодом полураспада в 12 мин., после освещения нейтронами в воде обнаружил еще новую активность с периодом полураспада в 3 мин., которую можно приписать, как мы уже отмечали, Al_{13}^{28} . Точно так же и натрий обнаружил новый период около 15 час. В хлоре был обнаружен новый период в 50 мин. и т. д.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ПРИ β -РАСПАДЕ ПО ЭНЕРГИЯМ

Каждый β -испускающий элемент характеризуется знаком испускаемой частицы, константой распада и, кроме того, спектром энергий испускаемых частиц. Как известно, при β -распаде испускаемые электроны имеют всевозможные энергии, начиная от 0 и кончая некоторой, для каждого вещества вполне определенной, энергией. То обстоятельство, что спектр испускаемых β -частиц непрерывен, резко противоречит закону сохранения энергии и до сих пор является самым непонятным пунктом в проблеме β -распада. В последнее время Паули была выдвинута гипотеза, согласно которой одновременно с β -частицей при распаде испускается еще одна легкая частица — нейтрино. Эта частица должна иметь массу порядка массы электрона, но не иметь заряда, и вследствие этого должна обладать чрезвычайно малой поглощаемостью. Введение второй частицы, испускаемой одновременно с электроном, позволяет устранить противоречие с законом сохранения энергии. Каждое ядро при распаде должно испустить вполне определенную энергию, равную разности дефектов масс ядра продукта и исходного ядра. Сумма энергий двух испущенных частиц, β -частицы и нейтрино должна равняться (при отсутствии γ -излучения) испускаемой ядром энергии, но распределена она может быть между двумя частицами любым способом.

С такой точки зрения граница непрерывного спектра (при отсутствии γ -излучения) соответствует случаю, когда вся испускаемая ядром энергия досталась на долю электрона; таким образом, граница непрерывного спектра β -частиц приобретает тот же смысл, что и при α -распаде вполне определенная энергия испускаемой α -частицы.

Так как нейтрино должны очень слабо поглощаться, то при измерениях полной энергии, выделяемой при β -распаде, часть энергии, уносимая нейтрино, поглощаться не будет и соответственно не будет учитываться прибором, измеряющим выделяемую энергию (например калориметром).

Наилучшим доказательством этой теории было бы экспериментальное обнаружение этой гипотетической частицы — нейтрино,

однако пока все опыты, предпринятые в этом направлении, не дали положительного результата.

С другой стороны, Эллис и Мотт²¹ нашли чрезвычайно убедительное соображение в пользу предположения, что граница непрерывного спектра β -частиц представляет собой ту энергию, которую испускает ядро при β -распаде.

Рассмотрим в общем виде ряд последовательных распадов, при котором вещество A переходит в B , B — в C . Пусть вещества A и B и частица, испускаемая при распаде, имеют массовые номера (атомный вес в целых числах) M_1 , M_2 и m соответственно так, что

$$M_1 = M_2 + m.$$

Если теперь массы этих ядер и спускаемой частицы суть $M_1 + \Delta_1$, $M_2 + \Delta_2$, $m + \delta$ (Δ_1 , Δ_2 и δ — дефекты масс ядер и испускаемой частицы), W и w — кинетические энергии испущенной частицы и атома отдачи, то энергетический баланс может быть записан так:

$$M_1 + \Delta_1 = M_2 + \Delta_2 + m + \delta + \left(\frac{W}{c^2} + \frac{w}{c^2} \right) K,$$

где K — коэффициент для перевода из единиц энергии в массовые единицы.

Отсюда получаем, что энергия, испущенная при переходе с основного уровня A на основной уровень B , равна

$$W + w = \frac{c^2}{K} (\Delta_1 - \Delta_2 - \delta).$$

Если же ядро-продукт B получается в возбужденном состоянии, т. е. переход происходит с основного уровня A на один из уровней b_1 , b_2 или b_3 ядра B , то масса ядра B будет теперь больше и равна

$$M_2 + \Delta_2' (\Delta_2' > \Delta_2);$$

испущенная энергия — меньше и равна

$$W' + w' = \frac{c^2}{K} (\Delta_1 - \Delta_2' - \delta).$$

На рис. 12 горизонтальными линиями изображены уровни энергии ядер A , B и C .

Кинетическая энергия испущенной частицы и ядра отдачи представляется на диаграмме разностью высот уровней $a_0 b_0$ при переходе с основного уровня A на основной уровень B , или $a_0 b_1$, $a b_2, \dots$ при переходе с основного уровня A на один из возбужденных уровней ядра B .

В дальнейшем возбужденное ядро B переходит в нормальное состояние, испуская γ -квант, и полная энергия, испущенная в результате перехода $A \rightarrow B$, опять будет равна

$$W + w = W' + w' + \gamma.$$

Возможны еще и такие случаи, когда ядро B , получившееся в возбужденном состоянии, сразу же испустит частицу и перейдет в одно из состояний C .

В тех случаях, когда при распаде испускается α -частица, все описанные выше явления удалось наблюдать на опыте. Соответственно разным возможным переходам из a_0 в b_0, b_1, b_2 и b_3 были найдены резко выраженные группы α -частиц и соответствующие разностям $b_3 - b_0, b_2 - b_0$ и т. д. γ -лучи. Эти группы α -частиц были названы тонкой структурой. Точно так же соответственно переходам с b_3, b_2, \dots на c_0, c_1, \dots были найдены группы α -частиц, так называемые „длиннопробежные“ α -частицы.

Все вышеприведенные соображения могут быть применены и к случаю β -распада, с той только разницей, что, вместо резко

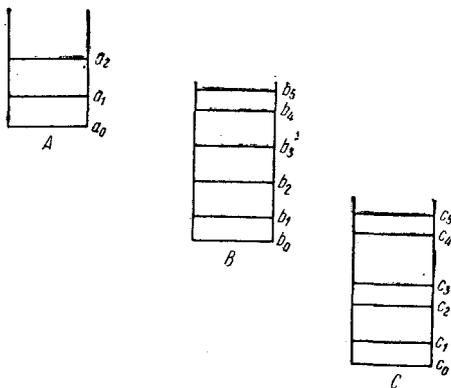


Рис. 12. Уровни энергии ядер

определенных энергий испускаемых α -частиц, здесь мы имеем непрерывный спектр энергий β -частиц с резко выраженной границей спектра W . Эта граница спектра может играть в наших рассуждениях ту же роль, что и энергия групп α -частиц, однако очевидно, что из-за наличия остального непрерывного спектра мы лишены возможности экспериментально найти в случае β -распада тонкую структуру и „длиннопробежные группы“. В самом деле, при наложении друг на друга плавных кривых, если даже они имеют хорошо выраженную границу, мы практически получим суммарную кривую плавной и не сможем на ней заметить признаков различных границ.

Между тем мы не имеем оснований считать, что при β -распаде всегда происходит переход на основной уровень. Наоборот, наличие при β -распаде интенсивного γ -излучения указывает на то, что в большинстве случаев переходы происходят на возбужденные уровни. Например при переходе $\text{ThC}'' \rightarrow \text{Pb}$ 90% распадов происходит с переходом на возбужденный уровень $+ 3,2 \cdot 10^6$ В. Эта энергия возбуждений излучается в виде γ -квантов $0,53 \cdot 10^6$ В и

$2,62 \cdot 10^6$ В. Граница же спектра ThC'' равна $1,79 \cdot 10^6$ В. Таким образом полная энергия, излучаемая при переходе из ThC' на основной уровень Pb , равна $4,99 \cdot 10^6$ В, если считать, что граница непрерывного β -спектра дает действительное значение энергии, испускаемой при переходе из ThC' на возбужденный уровень Pb . На чрезвычайно убедительное подтверждение этих соображений указали впервые Эллис и Мотт. Во всех трех радиоактивных семействах имеются случаи, когда из одного вещества (продукта C) дальнейший распад идет по двум разным путям, приходя, однако, к одному и тому же окончательному продукту. Авторы применили эти соображения к разветвлению в семействе тория. Схема разветвления приведена на рис. 13. Начальным продуктом является ThC , конечным — Pb . По одной ветви сначала происходит β -распад (граница спектра $2,25 \cdot 10^6$ В), а затем α -распад (энергия α -частиц $8,95 \cdot 10^6$ В); по другой же ветви сначала α -распад (энергия α -частиц $6,20 \cdot 10^6$ В), а затем β -распад (граница спектра $1,79 \cdot 10^6$ В), сопровождающийся жестким и интенсивным γ -излучением ($5,80 \cdot 10^5$ В и $2,62 \cdot 10^6$ В).

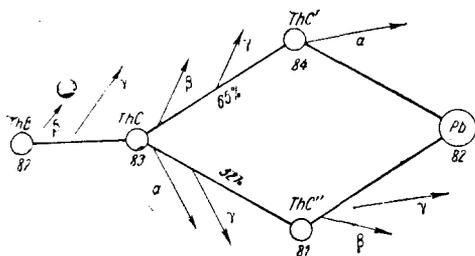


Рис. 13. Разветвление в семействе тория

Если просуммировать все энергии, выделяемые по каждой ветви в отдельности, пользуясь значением границы β -спектра в описанном смысле, то следует ожидать, что полные энергии, выделенные по одной и другой ветви, должны быть равны друг другу, так как начальное и конечное вещества одни и те же. Действительно, сумма испущенных по одной ветви энергий равна $11,20 \cdot 10^6$ В, а по другой $11,19 \cdot 10^6$. Это блестящее совпадение с большой убедительностью доказывает, что, действительно, границе спектра можно приписывать смысл энергии, испускаемой ядром при β распаде.

Поэтому измерение границ β -спектров является одной из очень важных задач при исследовании искусственно получаемых радиоактивных веществ.

Обычные методы исследования спектров, применяемые в случае сильных радиоактивных источников, для искусственно получаемых радиоактивных источников мало пригодны, так как эти источники в настоящий момент могут быть получены только в виде очень слабых препаратов.

Наиболее удобными методами изучения β -спектров искусственно получаемых радиоактивных элементов оказались камера Вильсона и метод магнитной фокусировки, который будет описан ниже. Однако метод камеры Вильсона имеет тот существенный недостаток, что для получения надежной кривой распределения необхо-

димо произвести очень большое количество снимков. Более удобным методом является метод магнитной фокусировки в комбинации с двумя счетчиками Гейгера-Мюллера, работающими на совпадении, впервые примененный Алихановым и Козодаевым. Прибор этот изображен на рис. 14. Электроны, идущие из источника S , отклоняются магнитным полем, перпендикулярным плоскости чертежа, и фокусируются в щели S' , находящейся между двумя счетчиками Гейгера-Мюллера. Электроны, проходя через первый и второй счетчики, вызывают в них одновременные разряды. При помощи особой ламповой схемы импульсы в счетчиках усиливаются, и затем при помощи особого селектора выделяются и регистрируются только те импульсы, которые

происходят одновременно в двух счетчиках. Метод совпадений оказывается удобным по следующим причинам. Известно, что в обычном счетчике Гейгера-Мюллера происходит ежеминутно около 30—40 спонтанных разрядов (самопроизвольные разряды, космические лучи, радиоактивные загрязнения). Мы уже говорили о том, что источники искусственно получаемых радиоактивных элементов очень слабы, и поэтому следует ожидать, что число дополнительных импульсов, вызванных

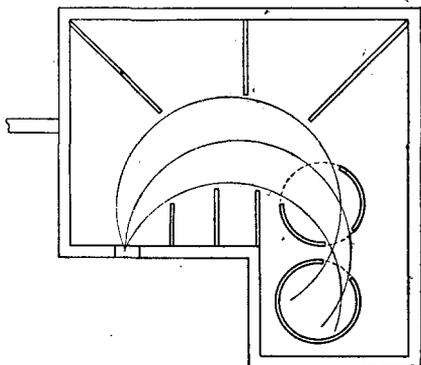


Рис. 14. Установка с двумя счетчиками Гейгера-Мюллера.

электронами, будет очень мало, порядка нескольких единиц в минуту. Если же пользоваться методом совпадений, то число спонтанных совпадений, ввиду большой разрешающей силы ламповой схемы, будет мало — всего 2—3 в минуту. Эти спонтанные совпадения вызваны космическими частицами, проходящими одновременно через оба счетчика. В результате изучения β -спектров новых радиоактивных элементов методом камеры Вильсона (Кюри и Жолио, Андерсон и Неддермейер, Нашина²⁵) и вышеописанным методом (Алиханов, Алиханьян и Джелепов²⁴) было показано, что β -спектры этих радиоактивных элементов представляют непрерывный спектр с резко выраженной границей, характерной для каждого радиоактивного элемента. Кроме того, Алихановым, Алиханьяном и Джелеповым было показано, что распределение электронов по скоростям, а также и границы спектра не зависят от энергии α -частиц, бомбардировкой которыми образуется данный радиоактивный элемент. На рис. 15 приведены кривые распределения положительных электронов, испускаемых радиоактивным фосфором. Верхняя кривая относится к случаю, когда радиоактивный фосфор был получен бомбардировкой α -частиц с пробегом в 6 см. Нижняя кривая получена при α -частицах

ТАБЛИЦА 2

Границы β -спектров некоторых искусственно получаемых радиоактивных элементов

Радиоактивный элемент	Бомбардируемый элемент	Дезинтегрирующая частица	Знак испускаемого электрона	Граница непрерывного спектра
N_7^{13}	B	α	+	1400 ³ 1500 ²
	C	p	+	1200 ³
Al_{13}^{28}	Mg	α	—	3050 ¹
P_{15}^{30}	Al	α	+	3700 ¹ 3100 ² 2800 ⁴
				2300 ⁵ 4000 ⁶
P_{15}^{32}	Cl	p	—	2000 ⁷
Cl_{17}^{36}	Cl	p	—	2100 ¹
Br_{35}^{83}	Br	p	—	2100 ¹
Br_{35}^{82}	Br	p	—	2100 ¹
J_{53}^{128}	J	p	—	2100 ¹

- 1 По данным Алиханова, Алиханьяна и Джелепова.
- 2 " " Кюри и Жолио.
- 3 " " Кокрофта, Уолтона и Гильберта.
- 4 " " Эллиса и Гендерсона.
- 5 " " Мейтнер.
- 6 " " Нишины и др.
- 7 " " Амбросена.

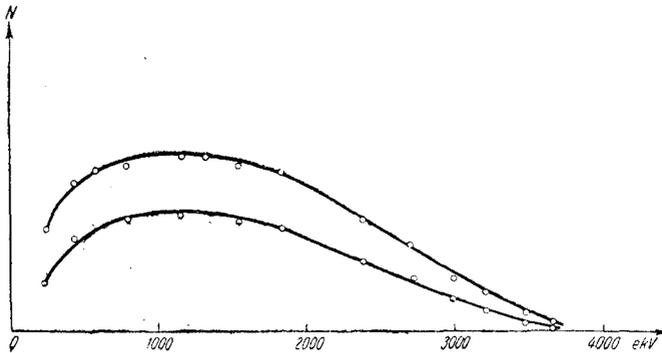


Рис. 15. Распределение по энергиям позитронов, испускаемых радиоактивным фосфором

с пробегом в 5 см. Как видно из рисунка, форма кривой, положение максимума и граница спектра не изменились. На рис. 16 приведена кривая распределения по энергиям положительных электронов, испускаемых радиоактивным азотом.

Из новых радиоактивных элементов, получаемых бомбардировкой нейтронами, β -спектры до настоящего времени были изучены

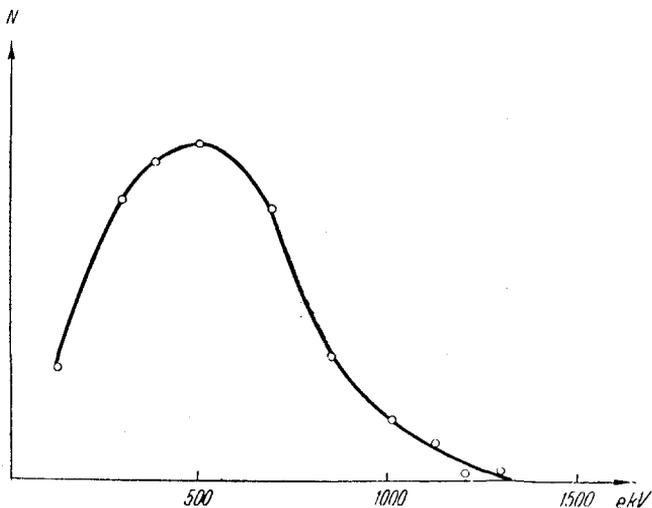


Рис. 16. Распределение по энергиям позитронов, испускаемых радиоактивным азотом

у P_{15}^{32} (Амбросен²³) и у радиоактивных галлоидов, у хлора, брома и иода (Алиханов, Алиханьян и Джелепов²⁴).

В табл. 2 приведены границы спектров всех до настоящего времени исследованных искусственно получаемых радиоактивных элементов.

В табл. 3 (стр. 308) приведен список искусственно получаемых радиоактивных веществ, полученных до настоящего времени.

ТАБЛИЦА 3

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
3	Li ⁶	α	п	B	+		Неск. минут ?	
	Li ⁷	α	р	Be ¹⁰	-			
4	Be	D			+		11 мин.	Интенсивность средняя
5	Be ¹⁰	D	п	N ¹³	+			
	B ¹⁰	D	п	C ¹¹	+		10,3 11 мин.	
	B ¹¹	р	п	C ¹¹	+			
6	C ¹²	D	п	N ¹³	+		2 1,2	Интенсивность слабая
7	C ¹²	р	нет	N ¹³	+			
	N ¹⁴	D	п	O ¹⁵	+		-	
	N ¹⁴	α	п	F ¹⁷	+			
8	O	-	-	-	-		9 сек. 40 "	Интенсивность сильная Получается только медленными нейтронами
9	F ¹⁹	п	α	N ¹⁶	-	есть		
	F ¹⁹	п	нет	F ²⁰	-		7 сек. 15 час.	Интенсивность средняя Получается только медленными нейтронами
10	Ne	α	п	Al ²⁶	+			
11	Na ²³	п	нет	Na ²⁴	-		40 сек. 15 час.	Интенсивность средняя
	Na ²³	п						
	Na ²³	п					15 час. 2,5 мин.	Интенсивность средняя
	Na ²³	D	р	Na ²⁴	-	5000 kV		
12	Mg ²⁵	α	р	Al ²⁶	-	есть	.	сильная слабая
	Mg ²⁴	α	п	Si ²⁷	+			

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак, испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания	
Атомный номер	Массовый номер								
13	Mg ²⁴	p	p	Na ²⁴	—	есть	40 сек.	Интенсивность средняя	
	Mg ²⁴	p	p	P ³⁰	—		15 час.		· · · · ·
	Al ²⁷	D	p		+	3,2 мин.	· · · · ·	· · · · ·	
	Al ²⁷	p	p	Mg ²⁷	+	12 ·	· · · · ·	· · · · ·	
	Al ²⁷	p	p	Na ²⁴	—	15 час.	· · · · ·	· · · · ·	
	Al ²⁷	p	нет	Al ²⁸	—	2,25 мин.	· · · · ·	· · · · ·	
14	Si ²⁸	p	p	Al ²⁸	—	· · · · ·	3 ·	Получается только медленными нейтронами	
15	P ³¹	p	p	Al ²⁸	—		3 ·		Интенсивность сильная
16	P ³¹	p	p	Si ³¹	—	нет	3 час.	· · · · ·	
	P ³¹	a	p	Cl ³⁴	+		40 мин.	· · · · ·	· · · · ·
	S ³²	p	p	P ³²	—		15,5 дней	· · · · ·	· · · · ·
17	Cl ³⁵	p	p	P ³²	—	нет	15,5 ·	· · · · ·	
	Cl ³⁵	p	нет	Cl ³⁶	—		50 мин.	· · · · ·	· · · · ·
18	Ar								
19	K ⁴¹	a	p	Sc ⁴⁴	+	—	3 час.	Не исследовался	
20	Ca	—	—	—	—		—		· · · · ·
21	Sc								· · · · ·
22	Ti	p					3 мин.	Интенсивность слабая	
23	V ⁵¹	p	нет	V ⁵²	—	4 ·	· · · · ·		· · · · ·

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
24	Cr ⁵²	n	p	V ⁵²	—	есть	4 мин.	Интенсивность средняя
25	Mn ⁵⁴	n	α	V ⁵²	—	—	4 "	
	Mn ⁵⁵	n	нет	Mn ⁵⁶	—	—	150 "	" "
26	Fe	n	p	Mn ⁵⁶	—	есть	150 "	" "
27	Co	n	α	Mn ⁵⁶	—	—	150 "	" "
28	Ni	n	—	—	—	—	—	" "
29	Cu ^{63, 65}	n	нет	Cu ^{64, 66}	—	—	6 "	" "
30	Zn ^{64, 66}	n	p	Cu	—	—	6 "	" слабая
	Zn	n	—	—	—	—	3 "	" "
31	Ga	n	нет	Ga	—	—	30 мин.	" средняя
	Ga	n	—	—	—	—	?	Получается только медленными нейтронами
32	Ge	—	—	—	—	—	—	Не исследовался
33	As ⁷⁶	n	нет	As ⁷⁶	—	есть	1 ень	Интенсивность сильная
34	Se ⁸⁰	n	p	Br ^{80?}	—	—	35 мин.	" слабая
35	Br ⁷⁹	n	нет	Br ⁸⁰	—	нет	30 "	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
	Br ⁸¹	n	нет	Br ⁸²	—	нет	6 час.	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
36	Kr	—	—	—	—	—	—	Не исследовался
37	Rb	n	—	—	—	—	20 мин.	Интенсивность слабая
38	Sr	n	—	—	—	—	—	—

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
39	Y ⁸⁹	п	—	—	—	—	—	Интенсивность слабая Не исследовался
40	Zr	п	—	—	—	?	?	
41	Nb	п	—	—	—	—	—	Интенсивность слабая Не исследовался
42	Mo	п	—	—	—	15 мин.	?	
43	Ma	п	—	—	—	—	—	Не исследовался
44	Ru	п	—	—	—	—	—	Интенсивность сильная " средняя
45	Rh	п	—	—	—	50 сек.	—	
46	Rh	п	—	—	—	5 мин.	—	" средняя
46	Pd	п	—	—	—	6 час.	—	" слабая
47	Ag ^{107,109}	п	нет	Ag ^{108, 110}	—	20 сек.	—	" сильная
47	Ag ^{107,109}	п	нет			2 мин.	—	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
48	Cd	п	—	—	—	70 мин.	—	Интенсивность слабая
49	In ¹¹⁵	п	—	In ¹¹⁶	—	54 "	—	Получается только медненными нейтронами
50	Sn	п	—	—	—	—	—	Интенсивность слабая Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
51	Sb	п	—	—	—	?	?	
52	Te	п	—	—	—	30 мин.	—	Интенсивность слабая
53	J ¹²⁷	п	нет	J ¹²⁸	—	30 "	—	Интенсивность сильная, сильно усиливается Н-веществами
54	Xe	п	—	—	—	—	—	Не исследовался

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
55	Cs	n	—	—	—	—	100 мин.	Получается только медленными нейтронами Интенсивность слабая
56	Ba	n	—	—	—	—	3 "	
57	La	n	—	—	—	—	—	" "
58	Cl	n	—	—	—	—	5 мин.	
59	Pr	n	—	—	—	—	1 час.	Редкие земли от 63 до 72 не исследовались
60	Nd	n	—	—	—	—	40 мин.	
61	Sm	n	—	—	—	—	—	?
73	Ta	n	—	—	—	—	37 час.	
74	W	n	—	—	—	—	—	
75	Re	n	нет	Re	—	—	—	Интенсивность сильная
76	Ir	n	нет	Ir	—	—	20 час.	
77	Pt	n	нет	Pt	—	—	50 мин.	Интенсивность сильная
78	Au	n	нет	Au	—	—	2 дня	
79	Hg	n	—	—	—	—	—	
80	Tl	n	—	—	—	—	—	
81		n	—	—	—	—	—	?

Бомбардируемое вещество		Расщепляющая частица	Частица, вылетающая при расщеплении	Предполагаемый радиоактивный элемент	Знак испускаемого электрона	Испускание γ -лучей	Период полураспада	Примечания
Атомный номер	Массовый номер							
82	Pb	n	—	—	—	—	Интенсивность сильная	
83	Bi	n	—	—	—	—		
90	Th ²³²	n	—	—	—	1 мин.		
92	Th ²³²	n	—	—	—	15 "		
	U ²³⁸	n	—	—	есть	15 сек. 40 " 13 мин. 100 "		

ЛИТЕРАТУРА

1. Curie et F. Joliot, Доклад на Ленинградской ядерной конференции (Атомное ядро, ГТТИ, 1934).
2. J. Curie et F. Joliot, Доклад на Лондонской конференции, 1934, Jour. d. Physique, 5, 153, 1934.
3. А. И. Алиханов, А. И. Алиханьян, В. С. Джелепов, Nature, 133, 871, 1934.
4. Wertenstein, Nature, 133, 565, 1934.
5. Frisch, Nature, 133, 721, 1934.
6. L. Meitner, Naturwiss., 423, 1934,
7. Cockroft, Доклад на Лондонской конференции, 1934.

Для получения источника аннигиляционного излучения Клемперер воспользовался явлением искусственной радиоактивности с позитронным распадом, наблюдаемым на графите при бомбардировке его быстрыми протонами или дейтонами. Облученная в течение 15 мин. протонами энергии 600 ке-V графитовая пластинка заворачивалась слоем металла, достаточным для полного поглощения позитронов. Этот металл и являлся источником аннигиляционного излучения позитронов.

Приготовленный таким образом источник излучения помещался между счетчиками, в которых наблюдалось число совпадений. Довольно длинный период позитронного распада графита (11 мин.) позволял производить три последовательных 6-минутных измерения совпадений. В течение этого времени интенсивность источника уменьшалась приблизительно в 4 раза.

Опыты автора показали, что в этом случае имеется увеличение числа совпадений отбросов счетчиков: приблизительно одно совпадение на 200 отбросов отдельного счетчика. Малая величина наблюдаемого эффекта обусловлена тем обстоятельством, что не все падающие на счетчик γ -кванты вызывают в нем разряд. По подсчетам автора наблюдаемый эффект имеет величину правильного порядка. Таким образом опыты Клемперера устанавливают наличие парного испускания γ -квантов при аннигиляции позитронов.

Кроме того, было установлено, что в пределах ошибок измерения не наблюдается никаких изменений при переходе от свинца, в который завернута графитовая пластинка, к алюминию.

Автор исследовал также вопрос о существовании в аннигиляционном излучении жесткой компоненты. Для этой цели автор поместил источник излучения не между счетчиками, но со стороны одного из них. В этом случае совпадения отбросов могли вызываться лишь комптоновскими электронами от жестких квантов, в то время как комптоновские электроны от компоненты в 510 ке-V не могли одновременно попадать в оба счетчика, ввиду их поглощения в медных пластинках, закрывающих счетчики. Данные автора говорят об отсутствии заметного увеличения числа совпадений в этом случае.

Рассматривая все упомянутые данные, Клемперер приходит к заключению, что из трех возможных процессов аннигиляции наиболее вероятным является 1-й, а 2-й и 3-й если и происходят, то чрезвычайно редко

Л. Грошев

Л и т е р а т у р а

1. Tiba ud, C. R., 197, 1629, 1933; 198, 562, 1934.
2. Joliot, C. R., 197, 1622, 1934; 198, 81, 1934.
3. Crane a. Lauritsen, Phys. Rev., 45, 430, 1934.
4. Klemperer, Proc. Cambr. Phil. Soc., 30, 347, 1934.

Ионный пучок попадал на пластинки из исследуемого вещества, укрепленные на вращающемся шлифе, что позволяло исследовать ряд элементов в одних и тех же условиях. Правильное положение пучка устанавливалось по свечению, которое он вызывал, попадая на флюоресцирующий экран. Возникающее в пластинках излучение выпускалось из трубки через тонкое ($1,3 \text{ мг/см}^2$) слюдяное окошко. Интенсивность его измерялась ионизационной камерой.

Для того чтобы показать, что изучаемое излучение вызывается самими ионами ртути, а не какими-нибудь другими факторами, автор провел ряд контрольных опытов. Прежде всего было показано, что оно не вызывается рентгеновскими лучами, которые могли бы возникать при ударе электронов о металлические части трубки, ускоряющей ионы. Для этого на пути ионного пучка помещалась тонкая металлическая фольга, целиком задерживавшая ионы, но „прозрачная“ для рентгеновских лучей. При экранировании ионного пучка никакого излучения не наблюдалось. Следовательно, возникающие в трубке рентгеновские лучи никакой роли не играют. Применением электрического и магнитного поля было показано также, что излучение не вызывается электронами, которые могли бы достигнуть изучаемых пластинок. Таким образом причиной излучения являются ионы ртути.

Изучаемое излучение, как показывают опыты с поглощением его в различных средах, является электромагнитным излучением, по крайней мере в большей своей части.

Для определения длины волны этого излучения автор измерял его коэффициент поглощения в алюминии и воздухе. Эти измерения позволили заключить, что исследуемое излучение является характеристическим рентгеновским излучением вещества пластинки, на которую падают ионы ртути. Тот факт, что излучение отсутствует для некоторых элементов, но наблюдается для элементов с большим и меньшим атомным номером, подтверждает вышеприведенное заключение.

К сожалению, аппаратура автора позволяла производить измерения только с не слишком мягкими рентгеновскими лучами. Поэтому общего обзора по большому числу элементов сделать не удается. Однако основные закономерности выступают достаточно ясно.

Данные опыты показывают, что в легких элементах, например в Al, возбуждается *K*-излучение, интенсивность которого постепенно уменьшается с возрастанием атомного номера *Z*. При некотором *Z* появляется *L*-излучение (Br, Mo, Ag). Его интенсивность, в свою очередь, уменьшается с увеличением атомного номера. При больших *Z* наблюдается *M*-излучение (Pb, Hg). Те же закономерности наблюдали раньше Фрэнц и Боте, исследуя рентгеновское излучение, возникающее при бомбардировке вещества α -частицами.

Коатс показал, что интенсивность рентгеновского излучения, возникающего при бомбардировке вещества ионами ртути, сильно возрастает при увеличении энергии ионов. При этом установлено, что для энергии ионов меньшей $3 \cdot 10^5 \text{ e-V}$ никакого излучения не имеется.

Для объяснения наблюдаемого излучения автор допускает, что ядра иона ртути и атома облучаемого вещества сближаются на расстояния, достаточные для образования из них молекулы. При распаде такой молекулы электроны какого-нибудь слоя могут перераспределиться таким образом, что в атоме облучаемого вещества или ионе ртути будет недостать одного или нескольких электронов. При заполнении этих пустых уровней и появляется рентгеновское излучение.

Л. Грошев

Л и т е р а т у р а

1. Coates, Phys. Rev., 46, 542, 1934.

БИБЛИОГРАФИЯ

M. KNOLL, F. OLLENDORFF u. R. ROMPE, Gasentladungstabellen. Formeln u. Kurven zur Physik u. Technik der Elektronen u. Ionen. Unter Mitarb. von A. Roggendorf, B. Springer, 1935, X, 171, I, S. 196, Abb. Mk. 29.

М. КНОЛЬ, Ф. ОЛЛЕНДОРФ и Р. РОМПЭ, Таблицы по газовому разряду. Таблицы, формулы и кривые в применении к физике и технике электронов и ионов.

Авторы задались целью составить справочник формул, кривых экспериментальных данных и математических таблиц, удовлетворяющий запросам физика-исследователя и физика-инженера, работающих в области электроники и газового разряда. Такой справочник, позволяющий сэкономить большое количество времени, затрачиваемого при обращении к справочникам и оригинальным работам, конечно, является весьма желательным. Но, облегчая работу, он в то же время должен давать читателю в руки все нити для детального ознакомления с литературным материалом и для проверки, когда это нужно, условий, при которых получены те или иные экспериментальные данные, а также тех предпосылок, на которых основаны теоретические выводы и формулы. Авторами это требование соблюдено лишь отчасти. Многие экспериментальные данные приведены со ссылками не на оригинальные работы, а на „Handbuch der Physik“ или на книжку Engel и Steenbeck, „Gasentladungen“, влияние которой на авторов сильно чувствуется. Таким образом в значительной части материал преподносится после двойной его обработки и остается необходимым пользоваться Handbuch'ом или упомянутой выше книгой как промежуточной стадией при желании уточнить данные. В отношении теоретических данных дело обстоит еще хуже. Нет ни вывода формул (что, конечно, в справочнике и не должно иметь места) ни указаний, где, когда и кем они выведены или кем и где разработана данная теория. Если бы дело касалось лишь общеизвестных формул и теорий, которые справочник должен лишь напомнить, то упоминание автора теории было бы еще приемлемо. Но многие формулы в данной книге являются новыми, притом упрощенными и повидимому основанными на каких-то упрощенных методах расчета. Для пользования ими необходимо иметь возможность судить хотя бы о степени приближения и о приведенной к ним постановке вопроса.

В некоторых случаях необходимые данные, повидимому, можно найти в книге Энгеля и Штеенбека, чего авторы не указывают. По отношению к другим имеется лишь указание авторов в предисловии: „во многих случаях мы сочли нужным поместить результаты собственных расчетов, теоретическое обоснование которых частично будет дано позже в другом месте“. Повторяем: такой подход для справочника неприемлем и поэтому теоретический материал книги не может быть использован в полной мере.

Что касается подбора и расположения материала, то уже различные уровни, которых достигло экспериментальное исследование в отдельных разделах представленной в книге области физики, приводят к тому, что эти разделы не могут быть представлены равномерно. Но авторы еще увеличили эту неравномерность. Так, в отношении вторичной эмиссии электронов и выбивания их положительными ионами (коэффициент γ) при всем желании нельзя было бы привести много обоснованных данных, но, на-

пример, раздел о работе выхода электронов из различных веществ следовало представить полнее. Здесь нельзя было ограничиваться указанием минимальных и максимальных наблюдений величин (стр. 75), сильно между собой различающихся, а надо было дать им критическую оценку и указать наиболее вероятные величины. Как другой пример недостаточного изложения укажем на параграф о классификации атомных термов (стр. 19): для читателя, знающего основы этой классификации, посвященная этому вопросу полстраничка ничего не дает, ничего существенного ему не напоминает, не знакомит с вопросом. В следующем параграфе схемы спектральных термов и спектральных линий следовало привести для большего числа случаев, в особенности для неона, гелия и аргона, с которыми имеет дело почти каждый работающий в области газового разряда. В главе о потенциале зажигания газового разряда (стр. 84) совершенно не нашел отражения вопрос о зависимости этого потенциала от примесей к основному газу. Да и вообще экспериментального материала, кроме пробы атмосферного воздуха, здесь очень мало. Наоборот главу V „Техника высшего вакуума“ в данном справочнике свободно можно было бы выпустить за счет развития других разделов. Укажем еще на одно очень существенное упущение: при перечислении критических потенциалов и атомных термов гелия, неона, аргона и т. д. (стр. 59) совершенно не указаны метастабильные состояния. Более того, книга вообще не упоминает о метастабильных атомах, играющих в явлениях разряда чрезвычайно важную роль. Их можно раскопать в, так сказать, незваном виде и очень неполно представленными лишь в таблице g 22, стр. 62.

Всякий справочник, дающий численные величины, должен быть весьма тщательно проверен. Повторения в нем нежелательны, а различные численные указания в разных местах для одной и той же величины недопустимы без соответствующих объяснений. Авторы все же ухитрились погрешить против этой очевидной истины. Некоторые даты, относящиеся к электрону, приведены как в главе I „Физика отдельных частиц“, так и в главе VII „Системы единиц и общие константы“. При этом для отношения заряда электрона к массе на стр. 4 приводится величина $0,528 \cdot 10^{18} \left[\frac{ESE}{g} \right]$, а на стр. 155— $0,530 \cdot 10^{18} \left[\frac{ESE}{g} \right]$ (в $\left[\frac{clb}{g} \right]$ цифры приведены одни и те же).

В весьма обстоятельной таблице ионизационных потенциалов (стр. 53), впервые приводимой в таком полном виде, вкралась не оговоренная в своем месте опечатка: „Ru“ вместо „Ra“. Это, конечно, само по себе неважно, так как порядковый номер элемента в таблице есть, но в связи с вышеуказанным это наводит на мысль о недостаточно тщательном просмотре буквенных обозначений и цифр, что, конечно, уменьшает надежность пользования справочником.

Так как рецензируемая книга представляет собой первую попытку дать справочник в данной области и так как она содержит довольно много разнообразного материала, то, несмотря на все указанные выше существенные недостатки, она, несомненно, будет полезным пособием для лиц, работающих в области электроники и газовых разрядов, по крайней мере на ближайшее время, пока она не успеет устареть из-за быстрого развития данной области.

Н. Капцов

PERCY WILLIAMS BRIDGMAN. The Thermodynamics of electrical phenomena in metals. N. Y., Mc Millan, 1934, 206 p., diag., bibl. Doll. 3.75.

П. В. БРИДЖМЕН. Термодинамика электрических явлений в металлах.

Профессор Гарвардского университета Бриджмен — один из виднейших американских физиков. Особенно известны произведенные им в начале текущего столетия обширные исследования термодинамических свойств

вещества при чрезвычайно высоких, никем до тех пор не достигавшихся давлениях, доходивших до 12 000 и даже до 20 000 *ат*. (Описание произведенных опытов и изложение полученных результатов содержатся в книге Бриджмена „Физика высоких давлений“, выходящей в русском переводе.)

Книга, которой посвящена настоящая заметка, написана на тему, заслуживающую большого внимания. Известно, что применение двух начал термодинамики к различным классам физических и химических явлений позволяет вывести множество законов, которые не могли бы быть получены другими методами. Эта мощь термодинамических начал оказывается, однако, еще недостаточно использованной, и Бриджмену удалось сделать в указанном отношении немало нового в такой важной области, как электрические свойства металлов. Систематическое разрешение возникающих здесь вопросов дается в книге впервые. Отдельные главы посвящены термоэлектрическим явлениям, явлению Вольта, термоионным явлениям, влиянию поверхностного заряда на давление пара и на испускание электронов в полях большой напряженности, термоэлектрическим явлениям в кристаллах, поперечным гальваномагнитным и термомагнитным явлениям. Автор приходит, между прочим, к весьма любопытному общему выводу, заключающемуся в том, что классические понятия учения об электричестве являются слишком узкими, не покрывают собой всей области опыта, а потому нуждаются в пересмотре.

Было бы очень желательно, чтобы интересная и важная книга Бриджмена появилась в русском переводе, — тем более, что не существует другой книги, которая могла бы быть поставлена с нею в параллель.

А. Бачинский

EDMUND C. STONER, *Magnetism and Matter*. O. Methuen, 1934, XV, 474 p., 87 diagr., Sc. 21.

Э. СТОНЕР, Магнетизм и материя.

Настоящая книга представляет собой переработку вышедшего в 1926 г. сочинения того же автора „Magnetism and atomic structure“ („Магнетизм и атомная структура“). Небольшая его книга „Магнетизм“ была издана на русском языке в 1932 г. Стонер ее рассматривал как дополнение к тогда уже устаревшей первой книге. Действительно, вскоре после ее выхода была выдвинута гипотеза вращающегося электрона (спина), которая дала объяснение некоторых магнитных явлений. В то же время быстро развивавшаяся квантовая механика неоднократно приводила к подтверждавшимся на опыте выводам и позволяла объяснять явления, недоступные для старых теорий. Одновременно накопился новый обширный экспериментальный материал. Впоследствии автор нашел более целесообразным написать новую книгу, чем дополнять и подновлять старую.

Вследствие им здесь принятой основной установки дать очерк теории магнетизма в связи со свойствами материи изменено и заглавие книги. Эта тема очень широка, она затрагивает и область физико-химических исследований. Поэтому, во избежание поверхностности, автор сознательно ограничивает себя в выборе материала. Так, в области магнетооптики он оставляет только эффект Зеемана. Он подробно рассматривает изменение сопротивления металлов в очень сильных полях и гальваномагнитный эффект в ферромагнетиках. Но общий гальваномагнитный эффект, как относящийся больше к теории металлической проводимости, им не затрагивается. Дается подробный разбор теории ферромагнетизма с учетом различных типов сплавов, применяющихся в технике, однако описание отдельных представителей того широкого класса материалов здесь не дается.

Содержание книги распадается на 14 глав: 1) историческое введение, 2) теоретическое введение (векторные обозначения, магнетостатика, электромагнитная и электронная теория), 3) экспериментальная методика, 4) основные факты и теории (работы Юнига, Кюри, Вейса, Ланжевена), 5), кван-

товая теория, 6) явление Зеемана, 7) магнитное отклонение атомных лучей, 8) гиромангнитные явления (эффект Барнэта и Эйнштейна), 9) диамагнетизм, 10) парамагнетизм, 11) ферромагнетизм (молекулярное поле, влияние температуры, свойства отдельных кристаллов, поликристаллическое вещество), 12) исследования в очень сильных полях, 13) молекулярный магнетизм органических и сложных соединений и 14) магнитные металлы и сплавы.

Из сказанного видно, что книга представляет собой довольно полную монографию, охватывающую самые разнородные грани современного учения о магнетизме вещества как такового. Никакие прикладные стороны этого вопроса здесь не затрагиваются. Задачи расчета намагничивания тел разной формы, применение магнитных материалов на практике, в частности в электротехнике, учет электромагнитных процессов, протекающих в металле, и поведение магнитных веществ в переменных полях — все эти вопросы остаются вне рамок книги. Несмотря на это, книга имеет большую ценность как руководство, представляющее собой систематически подобранный свежий материал, стоящий на уровне современных научных достижений. На русском языке до сих пор подобных полных монографий не появлялось, поэтому перевод книги Стонера является желательным.

В. Аркадьев

G. F. C. SEARLE, *Experimental physics. A selection of experiments* L., Gambr. Univ. Press., 1934, XIV, 363 p., 129 fig., Sc. 26.
Г. СЕРЛ, Экспериментальная физика.

Рецензируемая книга представляет собой подробное руководство для выполнения целого ряда физических измерений в областях: механики, упругости твердых тел, поверхностного натяжения, учения о теплоте и учения о звуке, и является дальнейшим дополнением к книгам того же автора „Experimental elasticity“, „Experimental harmony motion“ и „Experimental optics“. Ее можно рассматривать как руководство повышенного типа при прохождении так называемого „практикума по физике“ на физмате или физфаке. Автор руководит подобным практикумом в Кавендише в течение 44 лет (с 1888 г.) и отразил в своих книгах громадный практический опыт. Приходится только сожалеть, что эти книги не охватывают всех областей физики — совершенно не затронуты области электричества и магнетизма — и что число разобранных задач, по крайней мере в рецензируемой книге, очень ограничено.

Книгу можно разделить на отделы в соответствии с перечисленными выше областями физики. Описанию эксперимента везде предшествует основательное изложение математической теории данного вопроса. По отношению к задачам на поверхностное натяжение, на теплоту и на звук теория выделена в целые отдельные главы: глава V — математический разбор задач по поверхностному натяжению, глава VIII — математическая теория задач в области теплопроводности, глава X — математический разбор задач в области звука. В остальных отделах теоретические и экспериментальные параграфы переплетаются между собой. Каждому исследуемому физическому явлению и участвующим в нем физическим величинам в технической части дается ясное и точное определение — см., например, главу V, § 8 „Природа поверхностного натяжения“, главу VII, § 114 „Введение“, содержащее определение поверхностного натяжения, определение понятия вязкости и т. д. Все определения — математического и феноменологического характера. Дается математическая связь между исследуемыми величинами. Объяснения с точки зрения кинетической теории материи и какие-либо выводы, на ней основанные, совершенно отсутствуют. Такой подход к рассматриваемым вопросам для учебника физики, конечно, являлся бы очень большим минусом, но в руководстве подобного типа, как рецензируемая книга, он допустим и позволяет автору сосредоточить все внимание на существенных для такого руководства математических и экспериментальных вопросах.

Всего в книге описано 34 задачи: 4 на механику, 1 на стробоскопический метод исследования (определение этим методом частоты переменного тока), 3 на упругость, 3 на оптические методы определения упругих констант, 10 на поверхностное натяжение, 3 на вязкость, 5 на теплоту и 5 на звук. Каждая задача сопровождается численным примером, в котором подробно приведены данные всех измерений и ход вычислений. Эти примеры взяты из практики руководимой автором лаборатории.

Ознакомление с книгой Серла полезно для всех педагогов высшей школы, имеющих дело с постановкой задач в физическом практикуме или с ведением этого практикума.

Н. Капцов



Отв. ред. Э. В. Шпольский. Техн. ред. А. В. Смирнова.

Изд. № 26. Индекс Т-Т-60. Тираж 3900 + 50 отд. отт. Сдано в набор 23/II-35 г. Подп. в печ. 7/V-35 г. Формат бумаги 62 × 94. Авторск. л. 11. Бумажн. лист. 4 $\frac{1}{2}$. Печати. знак. в бумажн. листе 101 000. Заказ № 318. Уполномоч. Главлита В-22703. Выход в свет май 1935 г.

3-я тип. ОНТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА на ФИЗИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

Издание рассчитано на 5 томов по 35 печ. листов в каждом, с большим количеством чертежей и рисунков и с цветными вкладками.

Все издание будет закончено в первой половине 1936 года.

Словарь предназначен для физиков — научных сотрудников многочисленных лабораторий и институтов, преподавателей, аспирантов вузов и втузов и работников смежных с физикой областей (инженеров, химиков, биологов, геофизиков, астрономов, и т. п.) и рассчитан на читателя, владеющего математикой в объеме курсов технических вузов или физических факультетов и вполне знающего курс физики средней школы.

Подписная цена — 80 руб.

При подписке вносится задаток в размере 15 руб. который засчитывается при высылке последнего тома.

Тома высылаются наложенным платежом по 16 руб. за каждый.

Пересылка за счет подписчика.

Подписку и деньги направляйте по адресу: Москва, 19, Гоголевский бульвар, 27, Главная контора „Техперіодика“ ОНТИ.

Деньги можно также перечислять на расчетный счет Главной конторы „Техперіодика“ ОНТИ № 40157 в Московской областной конторе Госбанка.

Подписка принимается также отделениями и уполномоченными „Техперіодики“, отделениями и магазинами Книгосбыта.

В. КЕЕЗОМ

Калориметрические исследования при весьма низких температурах 181

П. ДЕБАЙ

Магнитный метод получения весьма низких температур 197

В. МЕЙССНЕР

Новые работы по сверхпроводимости 207

И. МАТТАУХ

Методы и результаты исследования изотопов 221

А. И. АЛИХАНОВ и А. И. АЛИХАНЬЯН

Искусственное получение радиоактивных элементов . . 281

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Парное испускание аннигиляционного излучения позитронов. 2. Возбуждение рентгеновских лучей быстрыми ионами ртути (Л. Грошев) 315

БИБЛИОГРАФИЯ

M. Knoll, F. Ollendortt u. R. Rompe, Gasentladungstabellen (Н. Напцов). P. №. Bridgman, The Thermodynamics of electrical phenomena in metals (А. Бачинский). E. C. Stoner, Magnetism and mater (В. Арнадьев). G. F. Searle, Experimental physics (Н. Напцов) 318