

МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОТОПОВ*

И. Маттаух

Содержание

I. Введение.

II. Методы исследования каналовых лучей. 1. Метод парабол. а) Общие замечания и обзор старых работ. б) Новые работы. 2. Астоновская фокусировка скоростей. а) Общие замечания. б) Первый прибор Астона. α) Измерение массовых чисел. β) Разрешающая сила. γ) Работы Астона с первым прибором. с) Второй прибор Астона: α) Измерение относительных дефектов масс. β) Измерение относительных распространностей. γ) Работы, сделанные Астоном при помощи второго прибора. d) Работы других авторов. 3. Фокусировка направлений. а) Работы Демстера и общие замечания. б) Новые работы, с) Видоизменения метода. 4. Фильтры скоростей. а) Фильтры Вина. б) Фильтры Смайза. 5. Многократное ускорение. 6. Фокусировка скоростей и направлений. а) Одновременное электрическое и магнитное отклонение. б) Раздельное отклонение.

III. Спектроскопические методы. 1. Смещения в полосатых спектрах, вызванные изотопией. а) Общие замечания (двухатомные молекулы). α) Эффект изотопии у электронных термов. β) Эффект изотопии у вибрационных термов. γ) Эффект изотопии у ротационных термов. б) Измерения изотопии при помощи полосатых спектров, α) Общие замечания. β) Открытие новых изотопов. γ) Измерения с известными изотопами. с) Смещение, вызываемое изотопией в спектрах трехатомных и многоатомных молекул. 2. Смещения, вызываемая изотопией в линейных спектрах. а) Системы с одним электроном. б) Системы с многими электронами. с) Исследование сверхтонкой структуры. α) Общие соображения. β) Новые открытия. γ) Исследование известных изотопов.

IV. Результаты. 1. Обзор методов. а) Исследование каналовых лучей. б) Спектроскопия. с) Другие методы. 2. Таблицы изотопов. а) Изотопы и методы их обнаружения. б) Несуществующие и сомнительные изотопы. с) Относительные распространности. d) Веса изотопов и относительные дефекты масс. 3. Попытки создания систематики изотопов.

I. Введение

Тщетные попытки Болтвуда¹, ** Кетмана², Ауер фон Вельсбах³, Марквальда⁴, Содди⁵ и других отделить друг от друга элементы ионий от тория и мезоторий от радия, — элементы, различающиеся своими радиоактивными свойствами, — в 1910 г. привели Содди⁶ к рассмотрению возможности существования смеси атомов различного рода также и у нерадиоактивных элементов. После того как Рессель и Росси⁷ установили тождество спектров тория и иония

* I Mattauch, Phys. Zeitschr, 35, 567, 1934, пер. П. А. Палибина.

** Литературу см. в конце статьи.

в видимой области, и после того как Фаянсом⁸ и другими был сформулирован закон смещения для радиоактивных элементов, Содди следующим образом определил понятие изотопа: „Элементы с одинаковой алгебраической суммой отрицательных и положительных зарядов в ядре при неодинаковой арифметической сумме представляют собой то, что я называю „изотопами“ или „изотопическими элементами“, так как в периодической системе они занимают одно и то же место. Химически они идентичны, физически они также идентичны, если не принимать во внимание те немногие физические свойства, которые зависят непосредственно от атомной массы“. Вскоре вслед за этим Резерфордом и Андраде⁹ было показано спектроскопическое тождество радия D и свинца также и в рентгеновской области.

Еще раньше Дж. Дж. Томсон¹⁰ при исследовании каналовых лучей не обнаружил около сильной неоновой линии слабого спутника, которому он приписал массу 22 и который он рассматривал как изотоп неона. Неопровержимое доказательство существования этого изотопа дал только Астон²³ после того, как ему удалось в своем масс-спектрографе остроумным способом повысить точность исследования каналовых лучей, дав тем самым великолепный метод изучения изотопов. В последующее время Астон открыл большое количество изотопов нерадиоактивных элементов. Открытия чрезвычайно быстро следовали друг за другом. Почти одновременно Демстеру⁴⁶, пользовавшемуся другим методом исследования каналовых лучей, удалось найти изотопы магния.

Очень скоро оптическим методом было установлено тонкое различие в спектрах изотопов. Для линии $\lambda = 4\,058\text{ \AA}$ в спектре свинца Аронберг²⁰⁸ нашел небольшое смещение для радиосвинца и обыкновенного свинца. Направление смещения соответствовало предсказанному теорией Бора, однако, было приблизительно в сто раз больше. Эксперимент был проверен Мертоном²⁰⁹. Впервые Аймс¹²⁵ в полосатых спектрах при исследовании HCl наблюдал около $1,75\text{ \mu}$ расщепление максимумов на дублеты, которое Лумисом⁹³ и Кратцером⁹⁴ было объяснено как изотопическое смещение, вызванное Cl-изотопами. Однако прошел еще ряд лет, прежде чем оптические методы смогли быть использованы для изучения изотопов, а именно для открытия новых изотопов, измерения отношения масс и относительных распространенностей изотопов. До этого времени изучение изотопов оставалось связанным с исследованием каналовых лучей, и в этой области почти безраздельно господствовал один единственный исследователь — Ф. У. Астон.

II. Методы исследования каналовых лучей

Как известно, измерение $\frac{e}{m}$ для положительных лучей, в отличие от катодных лучей, дает всегда ряд различных значений, характерных для ионов в разрядной трубке. Для определения $\frac{e}{m}$ всегда не-

обходимо действие на ионы по меньшей мере двух полей (например при статических полях одного электрического и одного магнитного, или одного статического электрического поля и одного переменного электрического поля). Одновременно с $\frac{e}{m}$ всегда появляется вторая неизвестная — скорость v , которая должна быть либо измерена либо исключена. Для электрического поля характерно (применяются: однородные электростатические поля — перпендикулярное или параллельное направлению скорости, статическое радиальное поле и переменное поле) неизменное появление комбинаций $\frac{e}{mv^2}$, а для магнитного поля (всегда только статическое, однородное и иногда связанное с ним поле рассеяния) — комбинации $\frac{e}{mv}$.

В противоположность определению $\frac{e}{m}$ для электронов, при изучении изотопов может идти речь только об относительном определении массы по отношению к некоторому произвольно выбранному стандарту ($^{16}\text{O} = 16$). * Тем не менее почти все методы измерения $\frac{e}{m}$ для ионов нашли себе более или менее точную аналогию с методами определения $\frac{e}{m}$ для электронов.

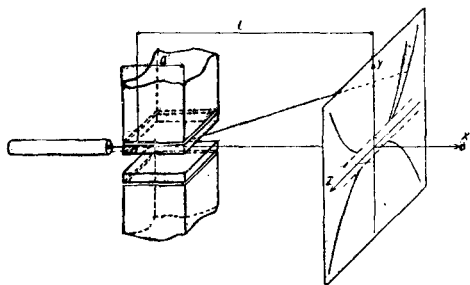


Рис. 1.

Единственным исключением является метод Астона и именно потому, что он наилучшим образом приспособлен к особенностям изучения изотопов.

1. Метод парабол

а) Общие замечания и обзор старых работ

Этот метод впервые был применен Дж. Томсоном¹⁸. Его установка схематически показана на рис. 1. Каналовые лучи, которые создаются и ускоряются в разрядной трубке, проходят через канал, длина которого равна 2 см, внутренний диаметр 0,1 мм, и выходят из него слабо-расходящимся пучком. Пучок содержит частицы со всевозможными энергиями, вплоть до максимальной, определяющейся напряжением на трубке. Вслед за этим они проходят через два параллельно или антипараллельно направленные (не обязательно одинаково длинные) поля E и H . Таким образом направления от-

* Согласно давнишнему предложению С. Мейера, индексы массы будут здесь писаться слева вверху.

клонений y и z , обусловленные обоими полями, перпендикулярны друг другу и оба перпендикулярны направлению (x) падающего луча. Как легко показать, отклоненные лучи представляются тогда исходящими из средней точки обоих полей независимо от того каково их v и $\frac{e}{m}$. Для малых отклонений на плоскости, расположенной на произвольном расстоянии l от начала полей, справедливы равенства:

$$y = \frac{e}{mv^2} A \text{ и } z = \frac{e}{mv} B, \quad (1)$$

где A и B для постоянных полей — константы, которые получаются из

$$\int_0^l (l-x) F(x) dx,$$

причем F в одном случае должно быть заменено напряженностью электрического поля $E(x)$, в другом — напряженностью магнитного поля $H(x)$. Исключение $\frac{e}{m}$ и v из равенств (1) дает:

$$z = \frac{A}{B} v \text{ и } y = \frac{A}{B^2} \frac{e}{m} z^2. \quad (2)$$

Это означает, что частицы с одинаковыми скоростями встречают плоскость, перпендикулярную оси x , на прямых, проходящих через начало, а частицы с одинаковой массой и зарядом располагаются на параболах, общая вершина которых лежит в начале координат. Так как заряд может быть только целым кратным заряду электрона, то при постоянном значении абсциссы y , массы ионов обратно пропорциональны z^2 — квадратам ординат. Конечно, как и при всяком другом методе исследования каналовых лучей, ионы с двойным зарядом и с половинной массой не могут быть отличены друг от друга. Однако именно метод парабол, как мы увидим, дает по этому вопросу наибольшее количество сведений. Происходит это потому, что только в этом методе осуществляется разложение по двум координатам. Он поэтому дает наиболее широкие возможности для суждения о процессах, протекающих в разрядной трубке и на пути до отклоняющих полей. Так как электрическое поле дает, согласно уравнению (1), спектр энергий, а максимальная энергия для всех ионов одна и та же, все параболы должны начинаться от некоторой абсциссы y_0 , если только эти ионы не претерпели перезарядки.

Вблизи этого значения параболы обнаруживают максимум интенсивности вследствие того, что большинство ионов, образуясь в области положительного свечения, проходит большую часть напряжения, приложенного к трубке. Если на пути между трубкой и отклоняющими полями ион претерпевает изменение заряда (теряет половину первоначального заряда или удваивает его), то параболы

соответственно начинаются от $\frac{1}{2} y_0$ или $2y_0$ и имеют вблизи этих значений второй максимум. Эти соотношения хорошо иллюстрирует рис. 2 (фотография Р. Конрада¹⁶). Второй максимум Н-параболы не может быть, конечно, обусловлен атомами с половинным зарядом. Он находит себе объяснение, как это показал Астон¹¹, в диссоциации молекул H_2 . При диссоциации один атом сохраняет заряд, другой (нейтральный) попадает в начало координат.* Согласно первому равенству (2) соответственные точки первого максимума параболы H_2 и второго максимума параболы Н должны лежать на прямой, проходящей через начало координат, точно так же как и соответственные точки парабол С и C^{++} или парабол О и O^{++} так как они обусловлены частицами, имеющими одинаковые скорости.

Как уже упоминалось, Дж. Томсон положил начало исследованию изотопии нерадиоактивных элементов открытием параболы ^{22}Ne . Астон¹² пытался произвести макроскопическое отделение друг от друга изотопов Ne путем фракционированной перегонки и фракционированной диффузии. Измерения плотности показали, что разделение на самом деле удалось, правда, в незначительной степени. Однако, фотографии, сделанные по методу парабол, не дали возможности обнаружить какое-либо изменение относительной интенсивности. Далее, Дж. Томсон установил, как правило, то обстоятельство, что атомы часто принимают удвоенный заряд и в некоторых случаях даже многократный, в то время как молекулы могут встречаться только в виде однозарядных ионов. Дж. П. Томсон¹³ производил исследование изотопии Li и Be.

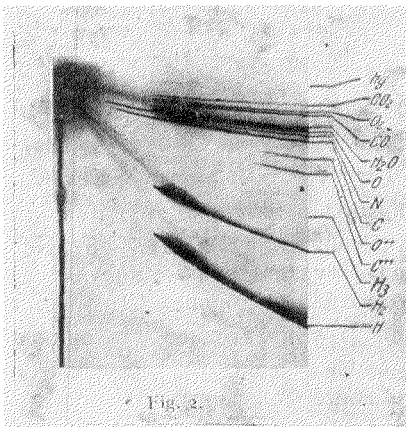


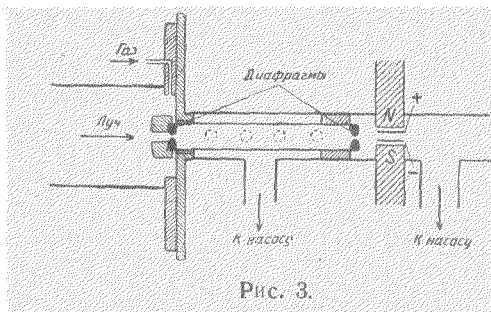
Рис. 2.

б) Новые работы

Несколько лет назад Р. Конрад¹⁴ значительно улучшил методику главным образом, тем, что, следуя примеру Астона, заменил канал двумя узкими (0,1 мм) диафрагмами, расположенными на большом расстоянии (20 см) друг от друга. Откачку пространства между щелями он производил при помощи отдельного насоса (рис. 3).

* Если диссоциация в масс-спектрографе Астона происходит между электрическим и магнитным полем, это регистрируется появлением частицы с массой 0,5 (см. F. W. Aston, Mass-Spectra and Isotopes, p. 60, London 1933).

Совместно с О. Эйзенгутом¹⁵ Конрадом были произведены интересные опыты с закономерным построением и разложением углеводородов. Далее Конраду¹⁶ удалось обнаружить в канальных лучах



в виде нейтральной молекулы молекулу H_3 , известную уже Дж. Томсону в виде иона, и указать нижнюю границу длительности ее жизни, а именно $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Особое значение для масс-спектрографического открытия редких изотопов имеет работа Конрада¹⁴, в которой им установлено существование двойного положительно-

го заряда у большого числа молекул (рис. 4). Таким образом правило Томсона, поколебленное уже открытием (Астон) $(\text{BF}_3)^{++25}$ и $(\text{Hg}_3)^{++++31}$, потеряло свою силу. Благодаря этому объяснение парабол с массой 9, 6,5 и 7,5, найденных Е. Рюхардом¹⁷, существованием $^{18}\text{O}^{++13}$ C^{++} и $^{15}\text{Ne}^{++}$ становится сомнительным. Конраду¹⁴ удалось также получить по меньшей мере пятизарядные положительные ионы Cl (рис. 5). При наполнении разрядной трубки гелием с примесью Cl он обнаружил появление He^{++} (рис. 6). Ему, следовательно, удалось получить искусственные α -частицы.

Недавно Г. Герцу¹⁸ удалось осуществить на самом деле значительное макроскопическое разделение изотопов, которое он мог продемонстрировать также и методом парабол. В развитие этой работы Гармсену¹⁹ удалось получение 99% ^{20}Ne и ^{22}Ne и обогащение редкого изотопа ^{21}Ne (рис. 7, 8 и 9). Снимки были сделаны при помощи аппаратуры, пользуясь которой два ученика Герца Г. Луканов и В. Шютце²⁰ колоссально повысили разрешающую силу метода парабол. Они достигли разрешающей силы

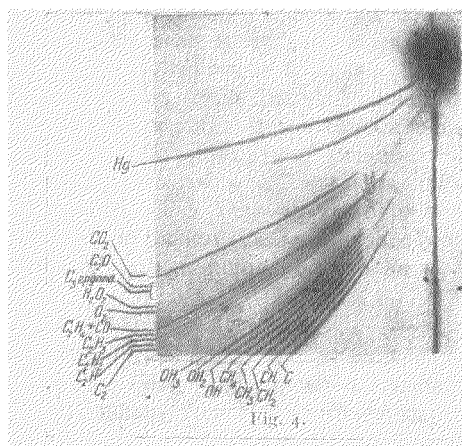


Рис. 4.

1:600, как это показывает разделение $^1\text{H}_2^+$ и He^{++} (рис. 10). Это было достигнуто, с одной стороны, благодаря повышению ин-

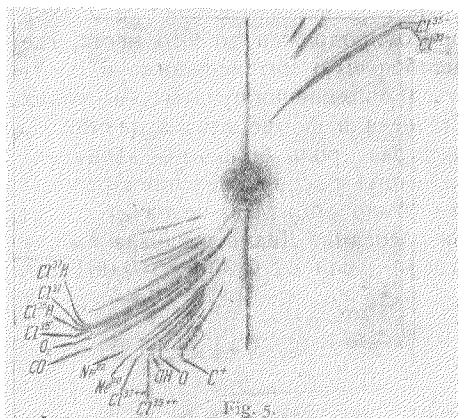


Рис. 5.

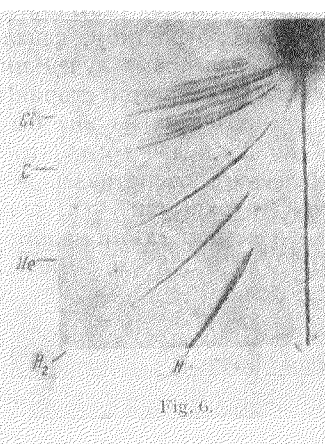


Рис. 6.

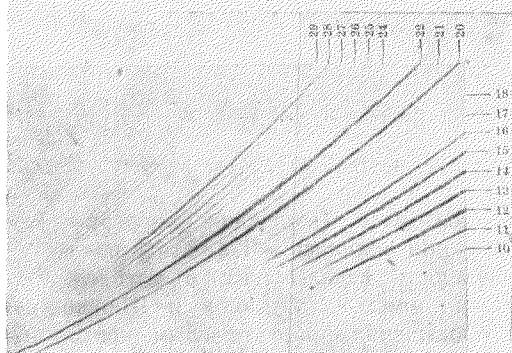


Рис. 7. Неон 20, 22 и 21.

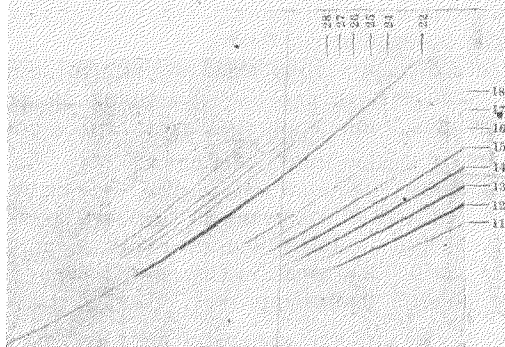


Рис. 8. Неон 22.

тенсивности в результате применения металлической разрядной трубки с отроостком, канал которого продолжен до того места, где пучок каналов лучей имеет наибольшую интенсивность и плотность, и с другой стороны — путем применения чрезвычайно узких щелей. Первая из них была выполнена в форме канала длиной от 1 до 2 см для того, чтобы она играла роль большого аэродинамического сопротивления по сравнению с сопротивлением разрядной трубки, так как желательно было обойтись незначительным количеством газа и маломощными насосами. Диаметр канала был от 0,02 до 0,008 см. Диаметр второй щели от 0,005 до 0,001 см.

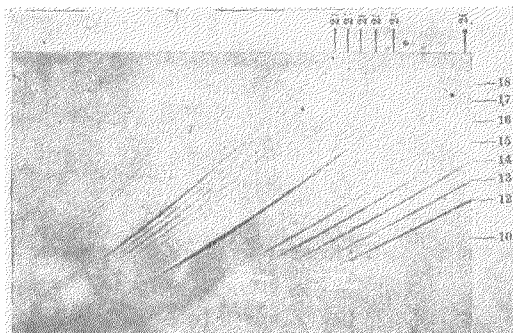


Рис. 9. Неон 20.

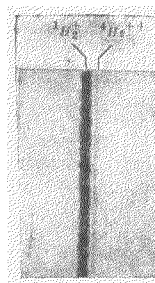


Рис. 10. Гелий — водород (увеличено в 20 раз).

Точные измерения масс (измерения энергии связи) еще не производились. Для этих измерений нелинейность шкалы масс в методе парабол служила помехой. Луканов и Шютце изыскным способом показали обогащение новым тяжелым изотопом ^2H по методу Герца при помощи отрицательных ионов (рис. 11 и 12, табл. 7).

Зеэман и де-Гир²¹ при помощи метода парабол обнаружили ионы всех трехатомных водородных молекул $(^1\text{H}_2^2\text{H})^+$, $(^1\text{H}^2\text{H}_2)^+$ и $(^2\text{H}_3)^+$, а также все ОН-комбинаций вплоть до $(\text{O}^1\text{H}^2\text{H}_2)^+ = 21$. Далее им удалось разрешить дублеты: $\text{He} - (^1\text{H}_2^2\text{H})$, $\text{He}^1\text{H} - ^1\text{H}^2\text{H}$ и $\text{He}^2\text{H} - ^2\text{H}_3$ и с большой точностью вычислить соответствующие разности масс, пользуясь только интерполяционной формулой Томсона (без градуировочной кривой). Результаты с точностью от 1 до 1,5% совпадают с данными Бэйнбриджа^{21,26}. Благодаря появлению в обогащенном водороде массы 42 (A^2H) на ряду с 41 (A^1H) эти авторы убедительным образом могли доказать возможность образования гидридов даже у благородных газов и показать, что 41 не представляет собой изотопа А. Недавно Зеэману и де-Гиру^{21а} удалось открыть новый изотоп аргона — ^{38}A .

Для измерений $\frac{e}{m}$ электронов методом парабол пользовался сам Дж. Томсон.

2. Астоновская фокусировка скоростей

а) Общие замечания

Исторически увеличение разрешающей силы шло не по пути усовершенствования метода парабол. Астону при помощи его аппаратуры удалось осуществить такой способ, который именно благодаря своей приспособленности к потребностям и эксперименталь-

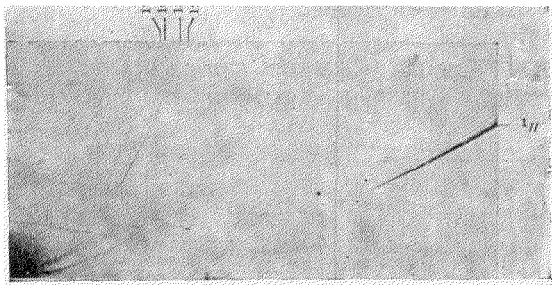


Рис. 11. Обычный водород (натур. величина).

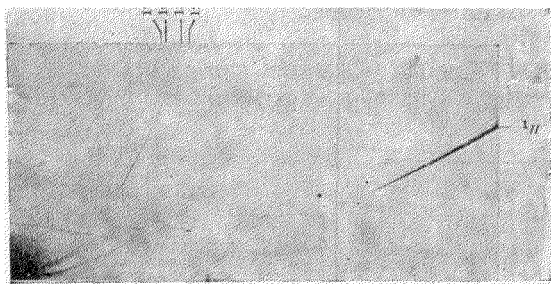


Рис. 12. Водород, обогащенный диффузией (натур. величина).

ным особенностям исследования изотопов методом анализа каналовых лучей не нашел себе аналога в способах определения $\frac{e}{m}$ для катодных лучей. Астон, сжав (фокусировка скоростей) томсоновские параболы или части их, достиг сильного увеличения интенсивности, которая могла быть еще несколько увеличена путем возможного здесь применения прямоугольных диафрагм вместо круглых.

Для сравнения интенсивности разных линий существенно то обстоятельство, что из всех парабол вырезаются соответственные куски, т. е. такие, которые ограничены одними и теми же абсциссами, например вершины парабол. Так как для изотопов одного

элемента распределение по скоростям (выраженным в вольтах) одно и то же (распределение интенсивности вдоль парабол), то Астон мог производить вполне надежные измерения интенсивности. Он мог также производить точные измерения масс благодаря тому, что, как это неожиданно оказывается, шкала масс в той области, где производятся измерения, обнаруживает лишь незначительные отклонения от линейности.

Прибор Астона, по праву названный им масс-спектрографом, и произведенные Астоном измерения, недавно с исчерпывающей полнотой описанные, настолько известны, что при недостатке места, имеющегося в распоряжении автора, мы опускаем их детальное рассмотрение. Ход лучей схематически показан на рис. 13

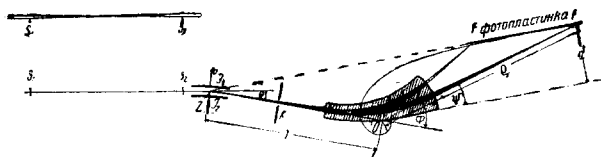


Рис. 13.

приблизительно так, как это имеет место во втором (точном) приборе Астона³³. Луч, выделенный двумя коллиматорными щелями S_1 и S_2 в 0,02 мм шириной, расставленными друг от друга на расстоянии 20 мм, отклоняется радиальным электрическим полем J_1 и J_2 (радиус кривизны 30 см, длина дуги 5 см) на угол θ . Щели S_1 и S_2 выполнены так, что действуют как аэродинамическое сопротивление. Диафрагма K пропускает только те лучи, для которых $\theta_0 < \theta < \theta_0 + d\theta$, причем θ_0 постоянно, а $d\theta$ — малый угол, при зафиксированном положении диафрагмы также постоянный. На расстоянии l от средней точки электрического поля находится средняя точка O магнитного поля M . Магнитное поле направлено так, что вызывает отклонение луча на угол φ в направлении, обратном тому, которое луч претерпевает в электрическом поле. Угол φ зависит от массы ионов. Полюсные наконечники на выходной стороне выполнены так, что длины путей L для лучей с разными φ одинаковы. Выделенный диафрагмой K пучок лучей, имеющих приблизительно одинаковую энергию, разделяется в магнитном поле по массам и для различных масс фокусируется в точках $F...F$ на разных расстояниях ρ от средней точки магнитного поля. Спрашивается, каково геометрическое место этих фокальных точек?

Астоновское условие фокусировки требует обращения в нуль ширины пучка в точке F ; это значит, что:

$$(l + \rho) d\theta - \rho d\varphi = 0. \quad (3)$$

* F. S. W. Aston, Mass-Spectra and Isotops, London 1933.

Для малых значений θ_0 при постоянном E из уравнений (1) легко получается

$$d\theta = -2\theta_0 \frac{dv}{v}. \quad (4)$$

Пока dv мало, для любых значений θ_0 при радиальном поле справедливо, как это видно после простого вычисления из уравнения (24) работы Р. Герцога и Маттауха⁸³, следующее выражение:

$$d\theta = -\sqrt{2} \sin(\sqrt{2} \theta_0) \frac{dv}{v}. \quad (4a)$$

Это выражение при малых θ_0 переходит в равенство (4).

Кривизна кругового пути в магнитном поле определяется известным соотношением: $\frac{\varphi}{L} = \frac{e}{mv} H$, из которого при постоянном L и H получается:

$$d\varphi = -\varphi \frac{dv}{v}. \quad (5)$$

Подстановка уравнений (4) и (5) в условие фокусировки (3) дает:

$$\frac{dv}{v} [\varphi (\varphi - 2\theta_0) - 2l\theta_0] = 0.$$

Так как dv отлично от нуля, то это условие может быть выполнено только при равенстве нулю выражения в скобках. Если угол отклонения в магнитном поле отсчитывать от оси, проведенной на рис. 13 пунктиром, т. е. если положить $(\varphi - 2\theta_0) = \psi$, то мы получим в полярных координатах уравнение геометрического места фокальных точек:

$$\rho\psi = 2l\theta_0 = \text{const} \quad (6)$$

или согласно уравнениям (4a) и (5), положив:

$$\psi = \varphi - \sqrt{2} \sin(\sqrt{2} \theta_0),$$

имеем

$$\rho\psi = \sqrt{2} l \sin(\sqrt{2} \theta_0) = \text{const} \quad (6a)$$

для любых значений θ_0 .

Это — уравнение гиперболической спирали, которая изображена на рис. 13 (от $\psi = 0$ до $\psi = 2\pi$). При $\psi = 0$ она приходит из бесконечности и совершает вокруг начала координат бесконечное число оборотов, не попадая в него. Для $\psi = 0$ она имеет асимптоту, параллельную полярной оси и отстоящую от нее на $2l\theta_0$ [для недостаточности малых углов $\sqrt{2} l \sin(\sqrt{2} \theta_0)$], так как для перпендикуляра d , опущенного из любой точки спирали на полярную ось, справедливы соотношения:

$$d = \rho \sin \psi = 2l\theta_0 \frac{\sin \psi}{\psi} \text{ и } d_{\psi=0} = 2l\theta_0 \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\sin \psi}{\psi} = 2l\theta_0.$$

В плоскости, содержащей эту асимптоту (изображенную на рис. 13 пунктиром), Астон помещает фотографическую пластинку. Как это видно из рисунка, соприкосновение со спиралью прекрасное и при помощи трех винтов, фиксирующих положение пластинки может быть опытным путем найдено ее наивыгоднейшее положение.

б) Первый прибор Астона

При помощи первого прибора, отличающегося от описанного выше меньшим расстоянием между щелями (10 см), большим отверстием щелей (приблизительно 0,05 мм) и меньшим углом отклонения ($1/12$ радиана), Астон²³⁻³¹ определял отношение масс M изотопов двумя различными методами, путем непосредственного измерения расстояния D линии от некоторой выбранной и зафиксированной точки на пластинке. Вследствие несимметричной формы линий, обусловленной формой щелей и диафрагм, а также своеобразным поляризационным эффектом, обязанным своим происхождением попаданию каналовых лучей на пластины конденсатора, измерения производятся по наиболее отклоненным краям линий, так как положение этих краев в наименьшей степени зависит от изменения интенсивности.

а) Измерение массовых чисел. Первый метод основан на том, что $D = f\left(\frac{M}{M_0}\right)$, где f есть функция, в которой все входящие в нее величины определяются геометрическими размерами прибора, а напряженности полей E и H изменяют только величину массы M_0 . Отсюда сейчас же следует, что на каждом снимке отношение масс для двух заданных значений D_1 и D_2 одно и то же, если только изменению подвергались напряженности полей, но не константы прибора. Пользуясь массами, отношения которых известны, как например, массами молекулы и атома ($O_2:O$), или при помощи одно- и двухзарядных ионов того же атома ($O^+:O^{++}$ и т. д.), можно построить градуировочную кривую, пробелы в которой могут быть заполнены снятием тех же точек при других значениях напряженности магнитного поля H . Таким образом кривая может быть построена с какой угодно точностью. Для этой цели оказываются очень ценными группы C_1 и C_2 с массовыми числами 12 и 24 (см., например, рис. 3 и 4).

Полученная, таким образом, градуировочная кривая имеет лишь незначительные отклонения от линейности, что значительно облегчает достижение высокой точности. Астон и Фаулер²² теоретически нашли вид функции f . Результаты их вычислений представлены на рис. 14 (сплошная линия). Нанесенные на этом же графике точки астоновской градуировочной кривой показывают блестящее совпадение теории с опытом. Так как равенство:

$$\frac{d}{dM} \left(\frac{f\left(\frac{M}{M_0}\right)}{\frac{M}{M_0}} \right) = 0$$

справедливо для углов отклонения $\varphi = 4\theta$ и так как в условиях опыта углы отклонения лежат вблизи этой области, то почти линейный ход кривой находит себе и теоретическое объяснение.

Во втором методе (метод совпадений) Астон совсем не пользуется зависимостью между D и M . В основу метода положено соотношение:

$$\frac{M}{M'} = \frac{E}{E'} \left(\frac{H'}{H} \right)^2,$$

получающееся, например, из равенства (1). Это соотношение справедливо, если массы M и M' попадают на одно и то же место фотографической пластинки.

Так как точное совпадение не обнаружимо, то метод совпадений заменяется методом „включения“. Для этого метода необходимо при неизменном напряжении магнитного поля, пользоваться двумя значениями напряжения V и V' ; V' должно отличаться от V на величину $\pm h$ (малую по сравнению с V и V'), которая может быть предвычислена из ожидаемого отношения масс. Так было, например, доказано совпадение величины отношения масс $H:H_2$ с 1:2 и обнаружено и измерено отклонение от этой величины отношения $H_2:He$.

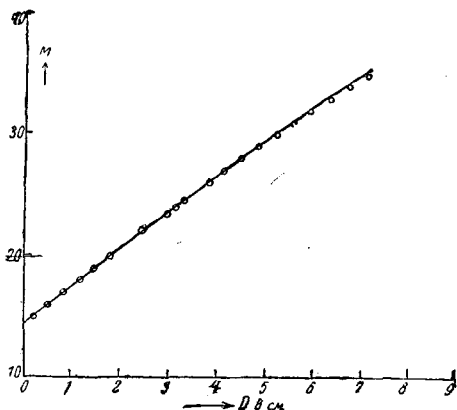


Рис. 14.

б) Разрешающая сила. Разрешающая сила прибора ограничена шириной линий, которая при предполагаемой идеальной фокусировке скоростей определяется расходимостью, обусловленной конечностью размеров щелей и расстояния между ними. Ширина линий, вычисленная Астоном и Фаулером²² на основе этих предположений, очень хорошо согласуется с наблюдаемой. Это свидетельствует о том, что неточность фокусировки скоростей едва ли оказывает влияние на расширение линий. Вычисленная разрешающая сила оказалась равной 1:100. Это значит, что массы, отличающиеся друг от друга на 1%, могут еще дать отдельные линии. На самом деле разрешающая сила еще немного выше, потому что именно наиболее узкие части щели дают изображение. Далее, Астон и Фаулер показали, что сужением щелей и увеличением расстояния между ними разрешающая сила может быть повышена только при одновременном увеличении φ и θ . Далее, они исследовали вопрос о том, можно ли выбором подходящей длины пути L в магнитном поле при различных углах φ улучшить положение фотографической пластинки (падение, более близкое к нормальному) или

улучшить фокусировку скоростей (фокусировка второго порядка). Первое едва ли представляется практически выполнимым вследствие чрезмерно большой кривизны линии, ограничивающей магнитное поле. Второе представляется возможным путем придания полюсным наконечникам, ограничивающим магнитное поле со стороны входа лучей, практически осуществимой кривизны.

γ) Работы Астона с первым прибором. С помощью своего первого масс-спектрографа Астон провел ряд работ, в которых исследовал плеяды изотопов большого числа элементов. Результаты этих работ привели его к установлению известного правила целочисленности. Оказалось, что в пределах достижимой точности ($1:1000$) веса M изотопов выражаются по отношению $^{16}\text{O} = 16$ целыми числами m , так называемыми массовыми числами. Только водород давал отчетливо измеримое отклонение. Измеренный Астоном вес этого изотопа $M = 1,008$ находился в хорошем согласии с химическим атомным весом. Также и у некоторых других элементов проявлялись отклонения от целочисленности, лежащие на границе измеримости. Были исследованы следующие элементы, перечисленные здесь в порядке опубликования: Ne^{23} ; H , He , C , N , O , Ne , Cl , A , Kr , X и Hg^{24} ; B , F , Si , P , S , As и Br^{25} ; Se , Te , J , Sb и Sn , из которых только для J было получено окончательное значение 26 ; Li , Na , K , Rb и Cs^{27} ; He из канадских газовых источников; Al , Fe , Ni , Se , Sn , Sb и X ; затем, однако, безрезультатно, Pb , Zn , Cd , Tl , Te и Be^{28} ; Li и Be , для которых было измерено слабое отклонение от целочисленности; Mg и Ca , у которых были обнаружены во всяком случае не все найденные Демстером $^{46, 47}$ изотопы; далее, Sc , Ti , V , Cr , Mn , Co , Cu , Ga , Ge , Sr , Y и Ag , а также, однако, безрезультатно, Zr и Hf^{29} ; In , Sr , Ba , La , Pr , Nd , Ce , Zr , Cd , Te , Bi , Si , Fe и Pb^{30} ; и наконец, настойчивые, но безрезультатные поиски более тяжелой, чем X , компоненты атмосферного воздуха, приведшие к открытию двух новых изотопов X^{31} .

с) Второй прибор Астона

Выдающийся интерес представляют отклонения весов изотопов от массовых чисел m . При сделанном предположении относительно состава ядра, это отклонения на основании эквивалентности массы и энергии дают энергию связи составных частей ядра. Для того чтобы иметь возможность измерять эти отклонения, Астон 33 сконструировал уже описанный прецизионный прибор, в котором ему удалось значительно повысить разрешающую силу и точность измерения. Это было достигнуто, как указывалось выше, уменьшением диафрагм и увеличением расстояния между ними, а также увеличением θ_0 до $1/6$ радиана при одновременном увеличении φ таким образом, что в среднем φ оставалось равным 40° . Далее была сделана попытка осуществить фокусировку второго порядка путем придания входной стороне магнитного поля нужной кривизмы (рис. 13).

На рис. 15 (табл. 8) представлено несколько масс-спектров, полученных на этом приборе. Длина спектров, равная почти 16 см, включает в себе немного больше одной октавы. Как видно, например, из спектров I или VI, распределение линий по всей длине

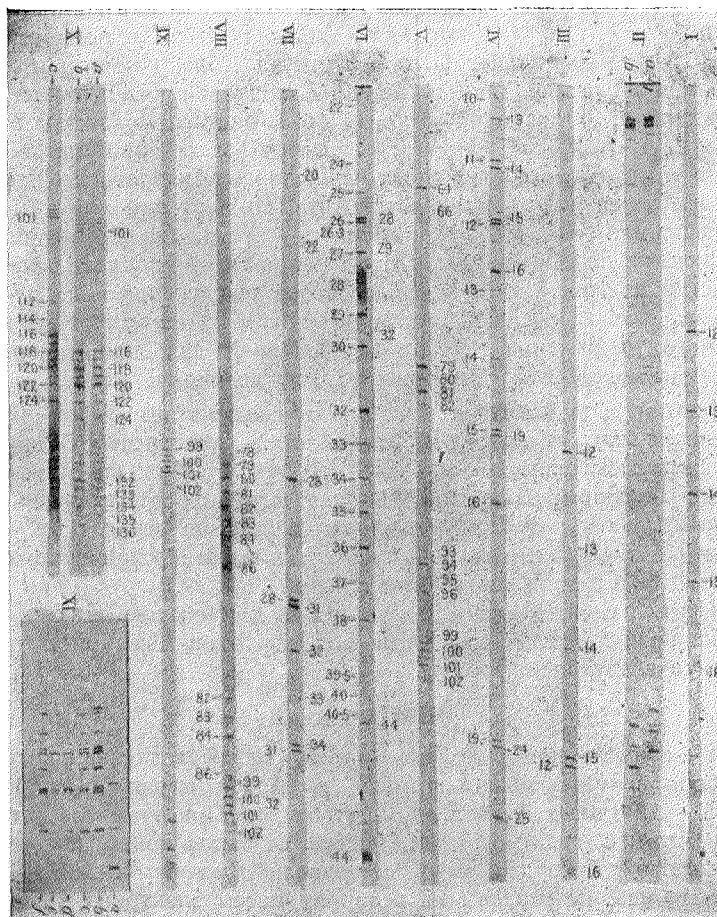


Рис. 15.

спектра поразительно близко к линейному. Для однопроцентного изменения массы дисперсия меняется от 1,5 мм на левом конце пластинки, соответствующем наибольшему отклонению, до несколько более чем 3 мм на другом конце пластинки. На рис. 15 при помощи естественного дублета (O и CH_4) легко проследить это изменение (слева и в середине спектра IV, в первой половине спектра I и на правом конце спектра III). Разрешающая сила доста-

точна для разделения масс, отличающихся друг от друга на $1/600$, и согласно предсказанию теории не слишком различна на обоих концах. Вследствие того что искривление линий не однообразно и форма их вдоль по спектру меняется, непосредственное измерение отношения масс путем измерения расстояния D от некоторой точки на пластинке, как это делалось прежде (первый метод), становится невозможным. Так как точность должна быть весьма высока ($1:10\,000$), то она может быть достигнута только при измерении расстояния между линиями примерно одинаковой интенсивности и, следовательно, одинаковой формы (если они расположены очень близко друг от друга). Измерение малых расстояний между линиями производится при помощи специального компаратора. Однако, когда требуется столь высокая точность, то и второй метод (метод совпадения или „включения“) становится в прежней форме непригодным, так как вследствие упомянутого выше поляризационного эффекта на пластинках отклоняющего конденсатора напряжение поля не может быть уже определено достаточно точно путем измерения приложенного напряжения. Метод „включения“ дал для отклонения отношения масс $H:H_2$ от величины $1:2$ величину, равную почти одной сотой. Эта величина могла быть снижена до $5 \cdot 10^{-4}$ путем применения чистых вызолоченных пластин (конденсатора), но все же оказывалась слишком высокой. В тех случаях, когда эффект был еще большим, измерения показали, что он остается очень постоянным до тех пор, пока не меняются условия разряда.

Поэтому в методе, описанном ниже, для измерения отношения полей Астон пользовался самими лучами.

а) Измерения относительных дефектов масс. Исходя из правила целочисленности, вес изотопов может быть представлен в следующей форме:

$$M = m(1 + \pi), \quad (7)$$

где π — относительный дефект массы, малая величина, которой во втором порядке можно пренебречь (Астон выражает эту величину в 10^4 долях единиц атомного веса). При этом следует отметить, что масс-спектрографом измеряются массы ионов, которые — там, где это нужно для получения масс нейтральных атомов — должны быть еще исправлены на величину массы электрона

$$M_e = 5,4 \cdot 10^{-4}.$$

Относительный дефект массы иона $\pi' = \pi - \frac{M_e}{m}$, где для двухзарядных ионов m должно быть заменено половиной массового числа. Та точность, с которой могут быть измерены расстояния линий до некоторой точки, достаточна для определения как массовых чисел, так и значений константы дисперсии в разных точках. Эти значения в той области, где обычно производятся измерения, укладываются на прямой так, что легко может производиться интерполяция. Однако точное сравнение линий, как уже говорилось,

может быть осуществлено только на дублетах с одинаковой интенсивностью. Поэтому для сравнения масс линий x и a их фотографирование производится два раза, так чтобы при полях E и E' , отношение которых берется приблизительно равным отношению массовых чисел, и при неизменном магнитном поле на одной и той же пластинке линии расположились бы в форме удобно измеримого дублета. Для того чтобы не быть зависимым от малых колебаний напряжения магнитного поля, напряжения V и V' , определяющие силу электрического поля, при помощи специального прерывателя подаются попеременно, быстро сменяясь в течение всего времени экспозиции, причем относительная длительность может регулироваться так, чтобы линии получили приблизительно одинаковую интенсивность.

При идеальном совпадении, которое, однако, на фотографической пластинке не удалось бы установить, должно быть:

$$M_x \cdot E' = M_a E.$$

Измерением длины интервала между x и a при помощи компаратора и умножением полученной величины на константу дисперсии, взятую для средней точки интервала, Астон получил соответствующее процентное увеличение массы $\left(\frac{\Delta M}{M}\right)$, выраженное в единицах массы. Это означает, что пользуясь соотношением совпадения, M' в нем надо заменять на $M \left(1 + \frac{\Delta M}{M}\right)$. Но соотношение совпадения содержит еще и поля E и E' , недостаточно точно измеряемые напряжениями V и V' (благодаря наличию поляризационного эффекта). Для того чтобы их исключить, при тех же напряжениях поля на другой пластинке производятся снимки двух других линий b и c , для которых отношение масс хорошо известно. Во избежание влияния ошибки в константе дисперсии снимок желательно сделать так, чтобы линии b и c находились по возможности в той же области пластинки, что и линии x и a . Это может быть достигнуто выбором другого постоянного значения напряжения магнитного поля. Для того чтобы эти две линии образовали узкий дублет, они должны быть выбраны так, чтобы их массовые числа находились в том же, а если это не удастся осуществить, то приблизительно в том же отношении, что и массовые числа, соответствующие линиям x и a , т. е. должно иметь место соотношение:

$$m_x \cdot m_c = m_a \cdot m_b (1 + \epsilon), \quad (8)$$

где ϵ — малая величина. Так как кроме постоянства V и V' поддерживается также неизменность условий разряда, то E и E' для обоих снимков одно и то же, и:

$$\left. \begin{aligned} M_a E' &= M_a \left[1 + \left(\frac{\Delta M}{M} \right)_1 \right] E \\ M_b E' &= M_c \left[1 + \left(\frac{\Delta M}{M} \right)_2 \right] E \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

При делении уравнений (9) друг на друга неизвестные E и E' исключаются. Подстановка вместо M выражения (7), после вычи-

слений по правилам действий с малыми величинами, дает следующую связь между относительными дефектами масс ионов:

$$(\pi'_x - \pi'_a) - (\pi'_b - \pi'_c) = \Delta - \epsilon. \quad (10)$$

Здесь Δ представляет собой разность или сумму обоих измеренных интервалов масс $\frac{\Delta M}{M}$, смотря по тому, следуют ли линии b и c в том же порядке, что и линии x и a , или в обратном. Для получения относительных дефектов масс нейтральных атомов следует в некоторых случаях к правой части уравнения (10) прибавить электронную поправку:

$$\begin{aligned} M_e \left[\left(\frac{1}{m_x} - \frac{1}{m_a} \right) - \left(\frac{1}{m_b} - \frac{1}{m_c} \right) \right] = \\ = M_e \frac{(m_x - m_a) - (m_b - m_c)}{m_a m_b}. \end{aligned} \quad (11)$$

Правая часть уравнения (11) точна только для случая $\epsilon = 0$.

Для первых измеренных таким способом относительных дефектов масс должны были быть, разумеется, сделаны известные предположения относительно линий a , b , c . Астон использовал то обстоятельство, что массы молекул образуются путем аддитивного сложения масс входящих в них атомов, так как величина энергии связи для молекул на много порядков ниже порядка величины точности измерения; дефект массы молекулы:

$$\pi_{\text{mol}} = \frac{\sum m_i \pi_i}{\sum m_i}, \quad (12)$$

где m_i и π_i обозначают массовое число и дефект массы i -го компонента. Далее, дефекты масс одно- и двухзарядных ионов одинаковы. Поэтому в качестве линий b и c , служащих для сравнения, могут быть выбраны атом и молекула элемента (H и H_2 или C и C_2 и т. д.) или однозарядный и двухзарядный ионы атома (O^+ и O^{++} или C^+ и C^{++} и т. д.); для таких пар $\pi_b - \pi_c = 0$.

Дефект массы ^{16}O согласно определению полагается равным нулю. Выбор этого изотопа в качестве стандарта имеет большие преимущества. О точнейшим образом лежит по середине шкалы, так как $^1\text{H}; ^{16}\text{O} = ^{16}\text{O}; ^{238}\text{U}$, и это очень облегчает достижение большой точности в сравнении масс. При таком выборе стандарта дефекты масс получают наименьшие и имеют почти одинаково часто как положительный, так и отрицательный знак, в то время как при выборе в качестве стандарта, например, водорода или протона все относительные дефекты масс были бы одного и того же знака и значительно большей величины, так что рассмотрение их в качестве малых величин было бы позволительно с гораздо меньшей точностью. Кроме того, в пользу этого выбора стандарта говорит практическое тождество со шкалой атомных весов.

Так как для первой измеряемой линии x , линии, служащие для сравнения, должны быть выбраны так, чтобы $\pi_b - \pi_c = 0$, то для

величины отношения ее массового числа к массовому числу a практически можно выбирать только между 1:2 или обратной величиной. Так как, кроме того, π_a должно быть равно нулю, т. е. для a должна быть выбрана одна из одновременно появляющихся линий кислорода: 8, 16 или 32 (O^{++} , O^+ или O_2^+), причем линия x должна быть от них хорошо отличима, то приняты могут быть только массовые числа 4 или 64. По этой причине Астон³³ в качестве первого измеряемого элемента выбирает He, а в качестве линий для сравнения он берет O^{++} для a , C^{++} для b и C^+ для c . Благодаря этому ϵ обращается в нуль, что значительно повышает точность измерения. Среднее из четырех измерений дает для разности Δ обоих интервалов величину 5,2; сюда прибавляется электронная поправка по уравнению (11) $\frac{1}{24} M_e = 0,2$. Таким образом $\pi_{He} = 5,4$ и отсюда согласно уравнению (7) вес изотопа $M_{He} = 4,00216$.

Теперь для второго измеряемого изотопа He может быть выбран в качестве a , и вследствие того, что $\pi_e - \pi_c$ все еще должно быть равно нулю, этот изотоп должен находиться к 4He в отношении 1:2. Поэтому в качестве второго изотопа берется 1H_2 и в качестве линий для сравнения: 1H как b и 1H_2 как c . Так как опять $\epsilon = 0$, то Δ , для которого по уравнению (10) получилось как среднее из трех измерений 73,73, равно разности относительных дефектов масс ${}^1H^+$ и ${}^4He^+$. Здесь Δ сумма обоих интервалов масс $\frac{\Delta M}{M}$, так как для повышения точности, напряжения были выбраны таким образом, чтобы линия 1H_2 в обоих дублетах лежала с одной и той же стороны. Электронная поправка (11) дает $-\frac{1}{4} \cdot M_e = -1,35$, поэтому $\pi_H - \pi_{He} = 72,4$ и с прежним значением π_{He} получается $\pi_H = 77,8$ и отсюда по уравнению (7) $M_H = 1,00778$.*

Для следующих изотопов отношение 1:2 между линиями, служащими для сравнения, уже не предписано. ${}^{12}C$ удастся измерить при помощи линий O^{++} в качестве a , OH_2^+ в качестве b , а для c избрано снова само ${}^{12}C^+$. ϵ опять равно нулю. Среднее из четырех измерений дает для разности Δ значение $-2,7$. Согласно уравнению (10) $2\pi_C - \pi_{H_2O} = -2,7$, так как в этом случае электронной поправкой (11) можно пренебречь. Относитель-

* При столь большом относительном дефекте массы у 1H следовало бы, собственно говоря, принять во внимание в уравнении (10) еще и члены второго порядка и прибавить поэтому еще один член $\Delta^2(1-x)$, где $x = \frac{\Delta M}{M} \Delta$. Так как $0 < x < 1$, то π_H лежит между 77,8 и 78,3 в соответствии со значением $\left(\frac{\Delta M}{M}\right)_1$. В работе Астона это значение не приведено. Однако эта поправка лежит в пределах погрешности измерения.

ный дефект массы водородной молекулы согласно уравнению (12) равен 8,7; поэтому $\pi_C = 3,0$, откуда по уравнению (7) $M_C = 12,0036$.

Вообще линии, служащие для сравнения, не всегда могут быть выбраны так, чтобы $\varepsilon = 0$, и это сильно понижает точность измерений. Так например, для более легкого изотопа В еще может быть использовано точное соотношение

$$^{10}\text{B} \cdot ^{12}\text{C} = ^{16}\text{O}^{++} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H}_3,$$

в то время как для более тяжелого должно служить уже неточное соотношение $^{11}\text{B} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H} = ^{12}\text{C} \cdot ^{12}\text{C}$. Результаты были проверены при помощи соотношения $^{11}\text{B} \cdot ^{11}\text{B} = ^{12}\text{C} \cdot ^{10}\text{B}$ и были найдены совпадающими. Другие примеры этого (рис. 15, табл. 8):

$$^{19}\text{F} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H}_3 = ^{12}\text{C}_2 \cdot ^{12}\text{C} \text{ для F (спектр III и IV);}$$

$$^{31}\text{P} \cdot ^{31}\text{P} = ^{12}\text{C}^{16}\text{O} \cdot ^{31}\text{P}^1\text{H}_3 \text{ для P (спектр VI).}$$

Очень точное соотношение $^{81}\text{Br}^{++} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H} = ^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2 \cdot ^{12}\text{C}$ для более тяжелого изотопа Br (спектр VI):

$$^{86}\text{Kr}^{++} \cdot ^{81}\text{Br} = ^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2 \cdot ^{79}\text{Br} \text{ (спектр XI, } a \text{ и } f) \text{ и}$$

$^{86}\text{Kr} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H}_3 = ^{198}\text{Hg}^{++} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H}$ (спектр VIII) для более тяжелого изотопа Kr.

Этот способ, способ двойных спектров, названный Астоном методом III, имеет наиболее широкое применение и именно для него был сконструирован прибор. Метод I, по которому измерение производится на естественных дублетах, есть частный случай метода III при условии $E = E'$. В этом случае применяется только первое уравнение (9), отпадает необходимость вспомогательных линий b и c , и так как электронная поправка равна нулю, то разность относительных дефектов масс просто равна измеренному интервалу $\frac{\Delta M}{M}$. Примером этого может служить дублет $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}^1\text{H}_4$

при массовом числе 16 (см., например, спектр I), при помощи которого Астон проверял относительный дефект массы ^{12}C .

В тех случаях, когда сравниваемые массы образуют арифметический ряд с не слишком большой разностью, Астон мог использовать еще один метод (II — „сдвиг серий“). Примером его применения являются измерения более легкого изотопа Br при помощи ряда ^{79}Br , $^{79}\text{Br}^1\text{H}$, ^{81}Br , $^{81}\text{Br}^1\text{H}$ (спектр II, a и b) или измерения отклонений от целочисленности изотопов Kr при помощи ряда четных изотопов.

Два напряжения, мало отличающиеся друг от друга, соответственно малым разностям выбранного ряда обуславливают образование двойного спектра. Двойной спектр снимается столько раз при разной относительной длительности напряжений, сколько это необходимо для образования дублета одинаковой интенсивности для каждой пары линий. Преимущество этого метода заключается в том, что отпадает необходимость точного определения константы дисперсии. Если бы все линии образовывали точный арифметический ряд, дублетное расстояние 80, 81 равнялось бы среднему

из дублетных расстояний 79, 80 и 81, 82, так как константа дисперсии изменяется линейно. Когда же, как и в данном случае, это не имеет места, отклонение от измеренного таким образом среднего сейчас же дает искомое соотношение между ^{79}Br и ^{81}Br . Измерения напротив показывают, что пять четных изотопов Kг образуют арифметический ряд с точностью даже большей, чем 1:10⁴. Легко убедиться, что в этом случае измеряются отклонения от целочисленности, т. е. произведения $m\pi$. Для определения дефектов масс или весов изотопов в этом случае должны быть, конечно, предварительно измерены — описанным выше методом — соответствующие данные для одного из изотопов.

Астоновский метод измерения дефектов масс изложен здесь столь подробно потому, что иногда в литературе высказывается мнение, будто Астоном производились непосредственные измерения относительных весов изотопов и вычисление из них относительных дефектов масс, характеризующих энергию связи в ядрах, в то время как в действительности имело место как раз обратное. Относительные дефекты масс π имеют перед отклонениями от целочисленности ($m\pi$) то преимущество, что погрешность, с которой производится их измерение, вдоль по всей шкале элементов одна и та же, в то время как ошибка в определении $m\pi$, например, Hg в 200 раз больше, чем для ^1H . Мы будем обозначать через $E\pi_x$ относительный дефект массы атома x , рассчитанный в предположении, что масса элемента E , взятого за стандарт, выражается целым числом и дефект массы которого, следовательно, принят равным нулю. $E\pi_x$ после умножения на c^2 представляет собой относительный выигрыш или потерю энергии в том случае, если энергию внутренней связи элемента E пересчитать на элемент x . Для пересчета относительных дефектов масс с одного стандарта E (например кислорода) на другой E' (например гелий или водород) существует следующее точное выражение:

$$E'\pi_x (1 + E\pi_E') = E\pi_x - E\pi_{E'}, \quad (13)$$

или приближенно:

$$E'\pi_x = E\pi_x - E\pi_{E'} - E\pi_{E'} \cdot E\pi_x + E\pi_{E'}^2 = E\pi_x - E\pi_{E'}. \quad (13a)$$

Здесь следует обратить внимание на то, что в случае выбора в качестве стандарта нейтрона, вследствие его ненормально высокого дефекта массы и ввиду большой достигнутой Астоном точности измерений, должны быть приняты во внимание и члены второго порядка.

Для ядерных реакций или для вопросов, связанных со структурой ядер, имеют большое значение дефекты масс, которые могут быть вычислены из относительных дефектов масс. Дефект массы ядра, при данном его (гипотетическом) составе определяется * как

* См., например, B. F. G. Houtermans, *Erg. d. exakt. Naturw.* 9, 189, 1930.

разность между суммарным весом входящих в его состав частиц и истинным весом данного ядра. Он измеряется в граммах и при умножении на c^2 дает энергию связи частиц в исследуемом ядре.

Так как энергией связи электронов оболочки можно пренебречь, то дефект массы получается проще всего путем замены в суммарном весе масс частиц, образующих ядро (α -частиц, протонов и т. д.), соответствующими изотопическими весами (He, ^1H и т. д.), и веса исследуемого ядра — его изотопическим весом. Если изотопический вес, массовое число и относительный дефект массы i -ой частицы, входящей в состав ядра, снабдить индексом $i = 1, 2, 3, \dots, s$, то

$$\sum_1^s n_i m_i = m_x,$$

где целое число n показывает сколько i -ых частиц содержится в ядре. Тогда дефект массы ΔM при данном составе ядра будет.

$$\Delta M = \frac{E}{m_E} \left[\sum_1^s n_i E_{M_i} - E_{M_x} \right] = \frac{E}{m_E} \sum_1^s n_i m_i (E_{\pi_i} - E_{\pi_x}), \quad (14)$$

где E обозначает выраженный в граммах вес элемента-стандарта и m_E — его массовое число.

б) Измерение относительных распространенностей. Кроме измерения относительных дефектов масс, Астон на своем втором приборе произвел также для различных элементов ряд очень точных измерений относительной распространенности изотопов данного элемента и на основе этих измерений вычислил физические атомные веса. Казалось бы, что наиболее надежный способ для исследований этого рода — это способ измерения ионного тока, обусловленного ионами отдельных изотопов. Однако технические трудности заставили Астона³⁴ остановиться на фотометрическом методе. При выборе метода сыграло роль также и то соображение, что в случае перехода на электрический метод, прибор оказался бы непригодным для нормальных фотографических измерений. В основе фотографического метода лежит предположение, что изотоп A производит то же фотографическое действие, что и изотоп B . Это верно только приближенно, но так как массы изотопов, в особенности тяжелых элементов, отличаются друг от друга только на несколько процентов и так как, кроме того, в методе Астона ионы обладают одинаковой энергией, вышеуказанное допущение едва ли может быть причиной серьезных ошибок. Далее, возникает вопрос о справедливости закона соответствия, который, как известно, для световых квантов не совсем верен. Для электронов и каналовых лучей он, однако, справедлив с достаточной степенью точности. Другими словами: если при постоянстве источника лучей изотоп B в течение R раз более длительной экспозиции дает то же фотографическое действие, что изотоп A , то относительная распространенность изотопа A в R раз больше, чем изотопа B . Для снимков

сперва ³², ³⁴, ³⁵ употреблялись плоско-параллельные пластинки „Paget-Half-Tone“, впоследствии ³⁶ так называемые Q-пластинки компании Илфорд, которые обладают в 5—7 раз большей чувствительностью к каналовым лучам. Пластинки Шумана, которые еще примерно в 20 раз чувствительнее Q-пластинок, оказались для фотометрических измерений непригодными; они, однако, применяются для обнаружения слабых изотопов. При фотометрировании для каждой линии определяется максимальное почернение, а не интегральная интенсивность. При сравнении интенсивностей двух удаленных друг от друга линий должна быть внесена поправка, зависящая от положения линии на фотографической пластинке, так как ширина линий, даже при идеальной фокусировке скоростей, вследствие расхождения меняется вдоль пластинки.

Чтобы получить градиционную кривую пластинок для каналовых лучей, производится экспозиция некоторой определенной линии (например ¹H₂, ⁸⁴Kr, ¹³²X или ²⁰⁰Hg), причем к пластинам конденсатора попеременно прикладываются два напряжения V и V' , отличающиеся друг от друга на $1/2\%$. При хорошей разрешающей силе масс-спектрографа получается отчетливо разделенный дублет, компоненты которого, однако, настолько близко расположены, что дают возможность точного сравнения. Отношение общей длительности экспозиции при одном и при другом напряжении, попеременное включение которых производится для выравнивания влияния непостоянства источника лучей, может точно регулироваться при помощи вращающегося переключателя. Ошибка, возникающая вследствие того, что при этих измерениях берутся для сравнения различные отрезки томсоновских парабол, не внушает опасения. Во-первых, применяемая Астоном шарообразная разрядная трубка дает очень равномерное распределение интенсивности по электрическому спектру, и во-вторых, даже это минимальное различие исключается тем, что от двух измерений при напряжениях V и V' берется всегда среднее. Таким образом опытным путем устанавливается зависимость между показаниями фотометра и логарифмом произведения интенсивности на время экспозиции. Эта зависимость для вышеупомянутых ионов на участках различной длины оказывается линейной.

Для определения относительной распространенности (о. р.) двух изотопов по методу попеременных экспозиций производится фотографирование двух линий сравнимой интенсивности. Линии обоих изотопов должны находиться в линейной области кривой логарифмов для соответствующего элемента. Разность фотометрических отсчетов, представляющих собой, как правило, среднее из результата фотометрирования 6—7 отдельных снимков, дает при помощи кривой логарифмов после внесения вышеупомянутой поправки, связанной с положением линии на пластинке, относительную распространенность обоих изотопов. Для слабых изотопов вследствие образования ореола от соседних интенсивных линий распространенных изотопов должна быть внесена еще поправка.

Чем меньше о. р. некоторого изотопа, тем больше погрешность ее измерения. При определении атомного веса по весам изотопов и их о. р., большие ошибки в определении о. р. редких изотопов автоматически компенсируются как раз самой их редкостью. Далее влияние систематических ошибок для каждой симметричной группы изотопов исчезает, и чем больше изотопов имеется с обеих сторон среднего, тем с большей вероятностью можно ожидать исключения случайных ошибок. Для тяжелых элементов первое из двух указанных для измерений относительных распространенностей условий выполняется лучше. Поэтому для них все три источника погрешностей измерения физического атомного веса: относительный дефект массы, переход от шкалы $^{16}\text{O} = 16$ к шкале $\text{O} = 16$ и относительные распространенности дают одну и ту же погрешность, а именно: $1:10^4$.

γ) Работы, сделанные Астоном при помощи второго прибора. При помощи второго (прецизионного) масс-спектрографа Астон произвел ряд измерений относительных дефектов масс и распространенностей изотопов, а также открыл новые изотопы. Зависимость относительных дефектов масс от массовых чисел представляется плавной кривой (рис. 30), из которой путем интерполяции могут быть найдены относительные дефекты масс тех элементов, для которых измерения еще не могли быть сделаны. Для легких элементов кривая образует вторую ветвь, на которой лежат изотопы ^4He , ^{12}C и ^{16}O , что должно быть отнесено за счет большей стабильности связи структурных элементов этих ядер. Измерения относительных распространенностей не обнаружили никакой закономерности общего характера. Они, однако, дали физический метод определения атомных весов, который по своей точности сравним с лучшими химическими методами. В некоторых случаях несогласие результатов этих двух методов приводило к пересмотру международных значений. Преимущество перед химическим методом заключается в том, что в общем чистота исследуемого вещества не играет роли и количество его, потребное для измерения, составляет обычно доли миллиграмма. Опубликованные в разное время работы содержат следующее: открытие новых изотопов S, Sn, X и Hg; измерение относительных дефектов масс и вычисление весов изотопов ^1H , ^4He , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl , ^{36}A , ^{40}A , ^{75}As , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{78}Kr , ^{80}Kr , ^{82}Kr , ^{83}Kr , ^{84}Kr , ^{86}Kr , ^{120}Sn , ^{127}J , ^{134}X и ^{200}Hg ³⁴; определение относительных распространенностей, изотопов Kr, X и Hg и вычисление из них атомных весов этих элементов³¹; сообщение об открытии новых изотопов Cr и Mo и подтверждение существования открытого Демстером⁴⁷ изотопа Zn, а также сообщение об открытии двух новых изотопов Zn, которые, однако, как это недавно показал Бэйнбридж⁶⁸, представляют собой гидриды; далее, определение о. р. изотопов Zn, Sn, Cr и Mo, вычисление из них атомных весов этих элементов и сообщение о безрезультатных опытах с Cd и Ge³⁵; открытие новых изотопов Ru, Te, W, Re, Os, Ge (три из

которых Бэйнбриджем⁷⁵ были определены как гидриды); определение относительных дефектов масс ^{78}Se , ^{80}Se , ^{28}Si , ^{184}W , ^{190}Os , ^{192}Os , ^{126}Te , ^{128}Te , ^{187}Re , о. р. изотопов Se, Br, B, W, Sb, Os, Ru, Te, Ge, Re и Cl и вычисление атомных весов этих элементов³⁶; сообщение об открытии новых изотопов Sr, Ba, Tl и U (простой); измерение относительных дефектов масс для ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{203}Tl и ^{205}Tl , о. р. изотопов Cs (простой), Sr, Li, Rb, Ba, Se (простой) и Tl и получение путем вычисления атомных весов этих элементов³⁷; исследование изотопического состава и атомных весов Pb, взятых из разных источников³⁸; определение о. р. изотопов O³⁹, относительных дефектов масс ^{93}Nb и ^{181}Ta ⁴⁰ и, наконец, сообщение об открытии новых изотопов редких земель Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb и Cr⁴¹, а также Hf, Ti, Ca, Zr, Rh, Th и Sm^{41a}.

д) Работы других авторов

Астоновский метод исследования изотопов, кроме самого Астона, использовал только Да-Коста⁴², который еще до сооружения второго астоновского масс-спектрографа построил свой прибор. При помощи этого прибора он измерил веса изотопов (преимущественно относительно стандарта He = 4) некоторых легких элементов с точностью 1:3 000. Результаты его измерений изотопов Li, пересчитанные Астоном на $^{16}\text{O} = 16$, до самого последнего времени оставались единственными измерениями, сделанными для этого элемента. К. П. Яковлев⁴³ произвел при помощи астоновской аппаратуры макроскопическое разделение изотопов 20 и 22 неона, пользуясь отдельными приемниками. К сожалению, дисперсия применяемого им оптического спектрографа оказалась недостаточной для обнаружения различия в спектрах. В лаборатории имени Нормана Бридж также был сооружен астоновский масс-спектрограф для измерений, аналогичных измерениям Эйзенгута и Конрада¹⁵, однако, референт не знает опубликованных работ этой лаборатории. Для определения $\frac{e}{m}$ продуктов распада ядер и естественных Н-лучей Г. Штеттер⁴⁴ использовал масс-спектрограф Астона, который он переконструировал в соответствии с особенностями этих опытов.

3. Фокусировка направлений

а) Работы Демстера и общие замечания

Почти одновременно с Астоном А. Дж. Демстер разработал другой метод исследования каналовых лучей. Он воспользовался фокусировкой слабо расходящегося пучка лучей при повороте его в магнитном поле на 180° . И. Классен пользовался такой фокусировкой при определении $\frac{e}{m}$ для электронов. Рис. 16 изображает наложение на круговой путь среднего луча круговых путей, повернутых вокруг точки S_1 на угол $\pm \alpha$. Из этого рисунка ясно, в чем

заключается фокусировка направлений. Ионы исследуемого металла, получающиеся путем медленного испарения этого металла или его солей, при одновременной бомбардировке электронами все проходят одну и ту же разность потенциалов V , приложенную между A и S_1 (рис. 17). Электрический спектр в методе парабол состоял бы в этом случае только из одной точки. Для дальнейшего анализа поэтому достаточно только одного магнитного поля. Применяя известные уравнения:

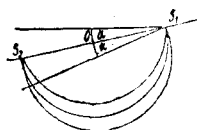


Рис. 16.

имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{mv_0^2}{2} &= eV; \quad \frac{1}{r} = \frac{eH_0}{mv_0}, \\ \frac{m}{e} &= \frac{H_0^2 r^2}{2V} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Так как напряжение H_0 однородного магнитного поля поддерживается постоянным, то массы обратно пропорциональны напряжению V , и сравнение весов изотопов в принципе может производиться с той точностью, с которой возможно измерение этого напряжения.

Путь от анода A до входа в однородное магнитное поле лучи проходят в поле рассеяния довольно сильного электромагнита. Поэтому около точки B они окажутся повернутыми на небольшой угол и будут немного смещены. Этого достаточно для уничтожения фокусировки. Кроме того, это создает неточность величины r в уравнении (15). Эту трудность Демстер преодолел при помощи простого приема. Он поместил входную щель S_1 на расстоянии b от входа в однородное поле. На основании соображений, иллюстрируемых рис. 16, Демстер утверждает, что условие фокусировки заключается в том, что точки S_1 , O , S_2 лежат на одной прямой. Несмотря на то, что пути имеют теперь на некотором протяжении не круговую форму, условие фокусировки сохраняет силу, пока влияние поля рассеяния мало. Величину b Демстер вычисляет следующим образом: с одной стороны $\tan \gamma$ равен $\frac{b}{2r}$, с другой же он

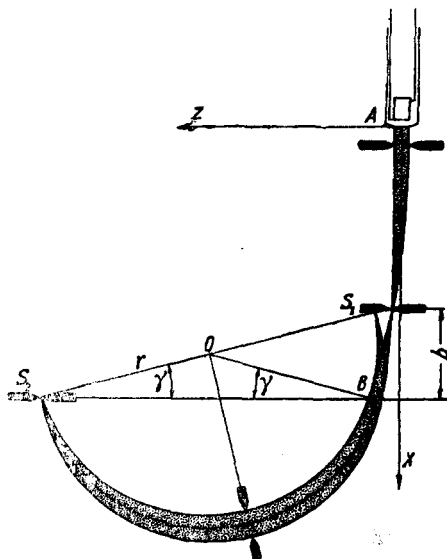


Рис. 17.

равен угловому коэффициенту касательной к траекториям в точке B . Угол наклона касательной складывается из угла отклонения на участке между K и S_1 и угла отклонения на участке между S_1 и B . Между K и S_1 действует электрическое поле. Первый интеграл уравнений движения:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eV}{AS_1} \text{ и } m \frac{d^2z}{dt^2} = eH \frac{dx}{dt}$$

при помощи уравнения (15) дает для первого участка выражение:

$$\left(\frac{dz}{dx} \right)_{S_1} = \frac{1}{rH_0} \int_K^{S_1} H(x) dx. \quad (16)$$

Точно такое же выражение годится и для второго участка, т. е. для частиц, движущихся только в магнитном поле:

$$b = \frac{2}{H_0} \int_K^B H(x) dx.$$

Измерение поля рассеяния, произведенное компенсацией его в точке K другим магнитом, дало для величины b значение 0,93 см. В соответствии с этим S_1 было на это расстояние выдвинуто из однородного магнитного поля. Второй интеграл (ср. с уравнением 1а) дает величину смещения S_1 относительно B в направлении z . Эта величина оказалась равной 0,25 мм. Половина этой величины представляет собой поправку (которой можно пренебречь) к величине радиуса r ($= 5$ см).^{*} Если предположить, что фокусировка направлений идеальна, то при одинаковой ширине S обеих щелей максимумы для отдельных масс, как легко сообразить, должны иметь форму равнобедренных треугольников. Ширина этих треугольников на половине высоты равна S , если по оси абсцисс отложены расстояния. Разрешающая сила определяется из последнего уравнения (15).

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{2\Delta r}{r} = \frac{2\Delta d}{d} = \frac{2S}{d}.$$

Демстер⁴⁵⁻⁴⁷ в своих экспериментах находит, что это соотношение количественно и качественно хорошо оправдывается, во всяком случае для легких элементов. Слабое расширение максимумов, наблюдаемое на опыте, Демстер⁴⁷ объясняет малой, но конечной шириной электрического спектра (3 В при 900 В напряжения ускоряющего поля). Демстер еще тогда предлагал использовать, кроме анализирующего магнитного поля, еще радиальное электрическое, что давало бы одновременно с фокусировкой по направлению и фокусировку скоростей.

^{*} Более подробное вычисление влияния поля рассеяния см. Р. Герцог⁹⁰.

Обнаружение ионов у щели S_1 производится электрометрически, нулевым методом. Заряжение приемника положительными ионами уравнивается с помощью отрицательного ионного тока, производимого в ионизационной камере β -частицами радиоактивного препарата, поток которых регулируется щелью с микрометрическим винтом. Отсчеты на шкале микрометрического винта градуируются по отрицательному ионному току и дают легко воспроизводимый и точный способ измерения положительного ионного тока.

Метод Демстера дает возможность непосредственного измерения относительных интенсивностей изотопов, так как и здесь используются отрезки (или точки) томсоновских парабол, соответствующие одним и тем же (электрическим) абсциссам. Однако у некоторых элементов (прежде всего у Li) Демстер ⁴⁶ находит очень изменчивое и невоспроизводимое соотношение интенсивностей, которое он объясняет поверхностными условиями и различными скоростями испарения изотопов при разных температурах.

Демстер нашел изотопы Li (одновременно с Астоном ²⁷ и Дж. П. Томсоном ¹³) и Mg ⁴⁶, далее им найдены изотопы Ca и Zn ⁴⁷ и подтверждено существование изотопов K. Вычисленные из о. р. и массовых чисел атомные веса настолько хорошо совпадают с химическими, что Демстер предполагает производить вычисление относительных дефектов масс.

б) Новые работы

Метод Демстера многократно применялся, в особенности Смайзом, Хогнесс и Ленном, Кальманом и др., для исследования испускания положительных ионов и для распознавания ионов в опытах с электронными ударами. Здесь мы ограничимся работами, посвященными изотопам. М. Моран ⁴⁸ в одном из своих опытов при помощи демстеровской аппаратуры получил макроскопическое разделение изотопов Li и нашел постоянство отношения интенсивностей путем одновременного измерения ионных токов для обоих изотопов. Дж. Л. Гэндлей ⁴⁹, так же как и прежде Дж. П. Томсон ¹³ и Демстер ⁴⁶, нашел у изотопов Li сильно варьирующее отношение интенсивностей. Отношение интенсивностей, помимо зависимости от источника изотопов, представлялось сильно зависящим от температуры. Позже Бэйнбридж ⁵³ разъяснил эти противоречия. Т. Р. Хогнесс и Х. М. Квэлнес ⁵¹ удалось установить подлинность существования ²¹Ne как настоящего изотопа. Природа этой частицы, обнаруженной еще Астоном ²⁴, оставалась для него самого под вопросом.

По методу Демстера важные исследования сделал К. Т. Бэйнбридж ⁵¹⁻⁵⁴. Первая работа ⁵¹ была посвящена — правда, безрезультатным — поискам иона с массой 223 или 224 (экацезий) в парах цезиевых солей, взятых из минералов, в которых предполагалось содержание экацезия. В этих опытах радиус ($r = 3,2$ см) и разрешающая сила ($\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{42}$) были еще малы. Обе эти вели-

чины были колоссально увеличены благодаря применению большого магнита Франклиновского института ($r = 9,2$ см, $\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{279}$ в предположении идеальности фокусировки и для пучка, ограниченного углом $\pm 4^\circ$, при учете реально достижимой фокусировки $\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{208}$). На этом приборе Бэйнбридж с совершенной отчетливостью показал однородность Cs. Химический атомный вес Cs равен 132,81; для величины относительного дефекта массы ^{133}Cs Бэйнбридж дает значение — 14,3, совсем выпадающее из кривой Астона (рис. 30). Атомный вес должен быть на 0,077% выше. Бэйнбриджу удалось установить, что массовые числа 132, 131, 130 или 129 не появляются даже с $\frac{1}{10}$ той интенсивности, которой было бы достаточно для объяснения этого расхождения.

Прямое измерение относительного дефекта массы для Cs, произведенное Астоном ³⁷, дает величину $-5,0 \pm 2$, укладывающуюся на кривой. Соответствующий физический атомный вес получается: $132,917 \pm 0,02$. В хорошем согласии с этим находится новый химический атомный вес, измеренный Дж. П. Бэкстером и Дж. С. Томасом (223 а). Далее, Бэйнбридж точно измерил отношение для изотопов Li и предпринял поиски неизвестных изотопов Na и K, для которых ему удалось установить верхние границы о. р.

Непостоянство отношения изотопов Li, обнаруженное Демстером, Бэйнбридж приписывает тому обстоятельству, что оба изотопа до вступления в однородное магнитное поле описывают в поле расщепления различные пути, так как напряжение V прикладывается двумя частями, причем первая обычно поддерживается постоянной и только вторая часть изменяется в соответствии с массами изотопов. Таким образом уже перед S_1 происходит слабое разделение изотопов, которое, естественно, сказывается гораздо сильнее для легких элементов, для которых разности масс в процентном отношении наибольшие. Для тяжелых элементов Демстер в большинстве случаев получал постоянные соотношения. Зависимость отношения интенсивностей от температуры, найденную Хэндлеем ⁴⁹, Бэйнбридж объясняет тем, что у Хэндлея ионный ток был ограничен объемными зарядами, благодаря чему эффективные размеры источника ионов становятся соответственно больше физических размеров испускающей ионы нити. Это обстоятельство вместе с указанным выше тоже приводит к разделению изотопов уже до S_1 . Как вероятное значение для о. р. Бэйнбридж дает $^7\text{Li} : ^6\text{Li} = 11,28 \pm 0,07$. Если принять в расчет изотопический эффект при свободном испарении, то получается * 12,187. Дж. П. Гарнуелл и У. Блэкней ⁵⁵ недавно нашли для этого отношения — несмотря на выполнение условия Бэйнбриджа — среднюю величину, равную 8,4, которая находится в согласии с измерениями, сделанными при помощи полосатых спектров. Далее, со щелочными металлами Бэйнбридж ⁵⁵ производил фото-

* F. W. Aston, Mass-Spectra and Isotops, p. 110, London 1933.

графические измерения, связав их с электрометрическими, и исследовал коэффициент почернения, в особенности для медленных (до 4602 eV) лучей.

Калман и Лазарев⁵⁶ сообщали о своих исследованиях изотопов O, N и Cl. Они пользовались методом Демстера с той только разницей, что вместо V вариировалось H . Для о. р. $^{18}\text{O} : ^{16}\text{O}$ они путем сравнения максимумов пар: $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ и $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$, а также $^{16}\text{O}_2$ и $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ нашли среднее значение $1 : 630 \pm 80\%$, что практически совпадает с результатом Мекке и Чайлдса¹¹³. Далее, они утверждали, что ими обнаружен изотоп Ne с массой 23, распространенность которого по отношению к ^{20}Ne равна $1 : 2\,000$. Это утверждение оспаривалось Блэкнеем⁵⁷, а также Бэйнбриджем. Оба автора для верхней границы могли дать значение $1 : 10^4$, так что, повидимому, Калман и Лазарев имели дело с гидридом ^{22}NeH . Их повторным сообщениям об открытии ^{39}Cl (о. р. $^{39}\text{Cl} : ^{35}\text{Cl} = 1 : 6\,000$) не следует особенно доверять. По методу Демстера работают также Ле Руа, Л. Барнес и Р. К. Гиббс⁵², которые в пробе щелочных сульфатов обнаружили ион с массой 220 и приписали его экацезию. Следует упомянуть еще работу Х. Муравкина, которая посвящена развитию метода и вопросу испускания ионов стеклами. Она между прочим содержит совершенно неправдоподобные значения для отношения $^{16}\text{O} : ^{18}\text{O}$.

Дж. Т. Тэйт, П. Т. Смит и А. Л. Вон^{59a} при опытах с ударами электронов в ацетилене (C_2H_2) нашли массу 27, которая ими представлена как $^{12}\text{C}^{13}\text{C}^1\text{H}_2$; для о. р. $^{12}\text{C} : ^{13}\text{C}$ получается $100 : 1$, что находится в хорошем согласии со спектроскопическими измерениями. При наполнении трубки Co, N и А. А. Л. Вон, Дж. Г. Уильямс и Дж. Т. Тэйт^{59b}, сравнивая относительные высоты максимумов на многочисленных кривых, находят для о. р. следующие значения: $^{12}\text{C} : ^{13}\text{C} = 91,6 \pm 2,2$, $^{14}\text{N} : ^{15}\text{N} = 265 \pm 8$, $^{40}\text{Ar} : ^{36}\text{Ar} = 304 \pm 12$, $^{20}\text{Ne} : ^{21}\text{Ne} = 337 \pm 20$ и $^{20}\text{Ne} : ^{22}\text{Ne} = 9,25 \pm 0,08$.

с) Видоизменения метода

У. Блэкней своеобразно видоизменил метод Демстера, воспользовавшись для получения магнитного поля катушкой с током. Катушка служит для двух целей. Во-первых, благодаря магнитному полю затрудняется расширение электронного пучка, идущего вдоль его оси. Электроны служат для образования ионов в газовой атмосфере, находящейся при давлении от 10^{-4} до 10^{-7} мм Hg. Благодаря применению магнитного поля ионы образуются в определенной части объема и могут быть поэтому ускорены определенным напряжением V . Напряжение прикладывается двумя ступенями. Первая (меньшая) служит для высасывания ионов из электронного пучка, вторая (большая) собственно и обуславливает ускорение. Ионы при этом проходят две длинные узкие коаксиальные щели. Во-вторых, магнитное поле, как и у Демстера, служит для анализа ионов и для фокусировки на третью щель, расположенную там, где луч

повернут на 180° , и за которой расположен приемник, связанный с электрометром. Второй, особым образом расположенный приемник дает возможность измерить при данном отклонении луча общий ток ионов, проходящих две первые щели. Вскоре после открытия изотопа водорода с массой 2, Блэкней ⁶¹ предпринял измерение его распространенности в естественном и обогащенном Н. Разрешающая сила (величина радиуса r не дана), вычисленная из блэкнеевских максимумов для ^1H и $^1\text{H}_2$, равна приблизительно $1/60$. Она, конечно, недостаточно высока для того, чтобы разделить у массы 2 максимумы от ^1H и $^1\text{H}_2$ или у массы 3 максимумы от $^1\text{H}^2\text{H}$ и $^1\text{H}_3$. Способ Блэкней, собственно говоря, не масс-спектрографический, так как производится измерение зависимости полной интенсивности максимума у массы 3 от давления p . Число двухатомных молекул $^1\text{H}^2\text{H}$, представляющих собой первичную комбинацию, должно быть пропорционально p , в то время как число трехатомных молекул $^1\text{H}_3$, образующихся в результате вторичных процессов, должно быть пропорционально p^2 . Общая интенсивность при массе 3 будет поэтому $I = ap + bp^2$ или $\frac{I}{p} = a + bp$, где b — константа, которая для обеих кривых (для естественного и для обогащенного водорода) должна иметь одно и то же значение. Давление p , мерой которого служит интенсивность максимума при массе 2, обусловленная, главным образом, ионами $^1\text{H}_2$, проверяется еще тем, что сама трубка используется как ионизационный манометр (измерение общего ионного тока при постоянном электронном токе). Таким образом измерение распространенности ^2H сводится к измерению константы a . Результат измерения о. р. для $^2\text{H}:^1\text{H}$ следующий: $1:3 \cdot 10^4 \pm 20\%$. Этот результат был подтвержден и с другой стороны ^{64, 130, 175, 176}, и потому в течение некоторого времени рассматривался как достоверный, несмотря на то, что он находился в противоречии с данными, полученными Р. Т. Берджем и Д. Х. Менцелем ^{22/} путем вычисления из атомного веса Н и из веса изотопа ^1H . Недавно У. Блэкней и А. Дж. Голд ⁶² разъяснили это противоречие, найдя в водороде, полученном разложением дождевой воды железом при температуре 510° , для $^2\text{H}:^1\text{H}$ значение $1:5\,000 \pm 10\%$. Доказательством того, как точен метод, служит то обстоятельство, что для продажного электролитического водорода, которым и прежде пользовался Блэкней ⁶¹, они нашли соотношение $1:25\,000$. В этом водороде, вероятно, произошло обеднение ^2H благодаря процессу, который позже был открыт Уошбурном и Юреем ²²⁵, а также Луисом и Макдональдом ²²⁶. Блэкней и Голд смогли на $^2\text{H}_3$ экспериментально проверить свое предположение о том, что число образующихся трехатомных молекул пропорционально квадрату давления.

Далее, Блэкнею удалось показать, что у He не существует изотопов с массами 3 или 5, распространенность которых превышала бы $1:5 \cdot 10^4$. Х. Калману и В. Лазареву ⁶³, безрезультатно искавшим ион $(^1\text{H}_2\ ^2\text{H}_1)^+$ при помощи метода Демстера, методом Блэкней скоро удалось обнаружить, во всяком случае в обогащенной

пробе, присутствие ^2H . Они же нашли $^5\text{He} : ^4\text{He} < 1 : 4 \cdot 10^4$; то же самое обнаружили Дж. П. Тэйт и П. Т. Смит ⁶⁴ для He из предэкзэмбрийского берилла, пользуясь методом Блэкнея. Для ^3He в He при разряде А. Л. Вон, Дж. Х. Уильямс и Дж. Т. Тэйт ^{59b} дают отношение $^3\text{He} : ^4\text{He} < 1 : 3,5 \cdot 10^4$.

П. Т. Смит, В. В. Лочер и В. Блэкней уточнили и автоматизировали аппаратуру Блэкнея. Точность повышена настолько, что при помощи новой аппаратуры могут быть измерены гораздо меньшие о. р. Блэкней и Голд ⁶² в концентрированном ^2H искали изотоп ^3H и нашли $^3\text{H} : ^2\text{H} < 1 : 10^5$. Это отношение для естественного водорода дает $^3\text{H} : ^1\text{H} < 1 : 5 \cdot 10^8$. На новой аппаратуре В. В. Лочеру, П. Т. Смигу и В. Блэкнею масс-спектрографически удалось обнаружить ^3H , существование которого, между прочим, предполагалось М. Л. Олифантом, П. Гартеком, лордом Резерфордом ^{221a} и другими на основании опытов по расщеплению атомных ядер. В концентрированном ^2H они нашли $^3\text{H} : ^2\text{H} = 5 \cdot 10^6$, откуда следует, что для естественного водорода $^3\text{H} : ^1\text{H} = 1 : 10^9$ и даже меньше. Дж. П. Гарнуелл, Х. Д. Смит, С. Н. ван Вургис и Дж. Б. Х. Купер ^{65b} подвергали ^2H , находящийся при высоком давлении, бомбардировке очень быстрыми ^2H -канальовыми лучами. В согласии с вышеупомянутыми авторами было обнаружено обогащение изотопом ^3H , для которого было измерено $^3\text{H} : ^2\text{H} = 1 : 5 \cdot 10^3$. Это обогащение происходит по предполагаемой Олифантом, Гартеком и Резерфордом ^{221a} реакции :



Благодаря видоизменению другого рода, заключающемуся в „исправлении“ магнитной линзы, осуществляемому путем придания подходящей формы входной стороне магнитного поля при одновременном значительном повышении первичной интенсивности ионов, В. Р. Смигу и его сотрудникам Л. Х. Рамбо и С. С. Весту ⁶⁶ удалось построить масс-спектрограф с особенно высокой интенсивностью, в котором, например, ток ионов ^{39}K в 0,1 mA мог поддерживаться в течение 20 час. Поэтому на этом приборе оказалось выполнимым макроскопическое разделение изотопов Li в количестве нескольких микрограмм. В этом приборе (в противоположность тому, как это сделано у Демстера) очень большая входная щель, пропускающая эмиссию с 30 см^2 , расположена перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля. Магнитное поле ограничено двумя кругами, так что лучи, проходящие входную щель на всем протяжении, фокусируются в одну точку.

4. Фильтры скоростей

Еще в 1926 г. В. Р. Смайз ⁷⁹ предложил фильтр скоростей для электронов и ионов, основанный на применении быстро переменных полей (к этому вопросу мы еще вернемся в пункте b). По поводу применения его метода он сообщает об удачных опытах по

идентификации положительных ионов, произведенных Др. Клейном. Положительные ионы после прохождения постоянного напряжения V пропускались через фильтр скоростей. Измерение частоты, приложенной к фильтру, и напряжения V сейчас же дает и v и $\frac{mv^2}{e}$ и следовательно, $\frac{e}{m}$. Далее он описывает (сооруженный совместно с референтом) масс-спектрометр, представляющий собой фильтр скоростей, к которому для анализа масс может быть по выбору придано магнитное поле или радиальное электрическое. Среди преимуществ этого метода должна быть отмечена строгая линейность шкалы масс, а также возможность непосредственного сравнения с элементом-стандартом.

Родственным этому методу является метод, примененный Кирхнером, а также Перри и Чафи для точных измерений $\frac{e}{m}$ катодных лучей. В основе виновского метода „компенсированных шкал“ также лежит фильтр скоростей. Последний метод применялся Бестельмейером, Бухерером и др. для определения $\frac{e}{m}$ катодных и β -лучей. Только лучи со скоростью.

$$v_0 = \frac{E}{H} \quad (17)$$

могут пройти, не испытав отклонения, два одинаково длинные скрещенные поля E и H . Это условие легко получается вычитанием уравнений (1) или просто из условия равновесия сил $eE = ev_0H$.

а) Фильтры Вина

Еще до применения своей описанной в предыдущем разделе аппаратуры В. Блэкней предложил аналогичную установку и применил ее для измерения ионизационных потенциалов. Он повышал концентрацию электронного пучка, создающего ионы, пользуясь магнитным полем катушки. Ионы ускоряются постоянным напряжением V и обладают, следовательно, одинаковым $\frac{mv^2}{e}$.

Анализ ионов производится, однако, не так как прежде—не только магнитным полем катушки. Ионы проходят одновременно магнитное и перпендикулярное к нему электрическое поле, что возможно только для ионов, имеющих скорость, определяющуюся уравнением (17). Поэтому $\frac{e}{m} = \frac{E^2}{2VH^2}$; измерение масс производится при постоянном v и H путем вариации E , подобно тому, как это производится в установке Клейна, описанной Смайзом⁷⁹. Для исследования изотопов этот метод еще не применялся.

К. Т. Бэйнбридж^{68, 70, 72, 78} описал прибор, действующий аналогично тому, который описан Смайзом⁷⁹, с той только разницей, что в нем фильтр Смайза заменен фильтром Вина. Рис. 18

схематически изображает эту установку. Коллимационными щелями S_1 и S_2 выделяется узкий пучок каналовых лучей, который может содержать ионы всевозможных скоростей. Бэйнбридж расширил поле своего магнита вверх и направо и, поместив между щелями S_1 и S_2 конденсатор P_1 , P_2 , осуществил фильтр скоростей Вина. Таким образом через щель S_3 могут пройти ионы с различными массами, но с очень узко ограниченной, одинаковой для всех ионов скоростью v_0 . Поэтому согласно второму уравнению (15) радиус r в анализирующем магнитном поле строго пропорционален массе. Расстояния линий от некоторой линии, произвольно выбранной для сравнения, также, следовательно, строго пропорциональны массам. Далее, Бэйнбридж утверждает, что ход лучей соответствует представленному на рис. 18. Никакой фокусировки направлений (рис. 16) в данном случае нет; лучи, выходящие из щели S_3 параллельным пучком, пересекаются при повороте на 90° и при повороте на 180° встречаются пластинку под прямым углом, причем лучи снова становятся параллельными. Это приводит к тому, что линии на пластинке имеют симметричную форму, благодаря чему становится возможным сравнение линий, даже сильно отличающихся друг от друга по интенсивности.

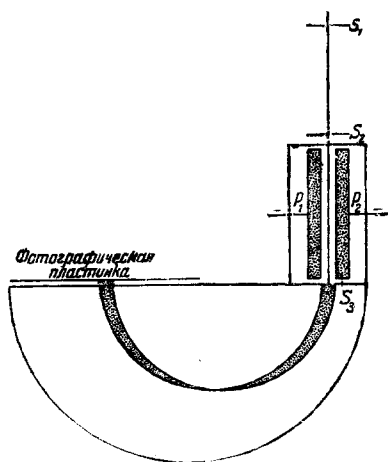


Рис. 18.

Это обстоятельство вместе с линейностью шкалы масс дает большое преимущество по сравнению с астоновской аппаратурой. При этом следует отметить, что влиянием конечности ширины щели, а также влиянием тех лучей, пропущенных щелью, для которых скорость несколько отлична от v_0 , можно пренебречь. * На самом деле, фотометрирование дает очень симметричную форму линий, так что точность, указываемая Бэйнбриджем (в благоприятных случаях ошибка не превышает $1:100\,000$), кажется обоснованной.

Градуировка первых восьми сантиметров пластинки, сделанная при помощи группы C_1 и линий O , OH_1 , OH_2 , OH_3 , показывает, что предписанная теорией линейность выполняется с точностью до $1:10\,000$ ⁷¹ (ср. рис. 20, табл. 9, спектр e). К концу пластинки отклонения возрастают приблизительно до $10:10\,000$ ⁷⁴. Для изменения массы на 1% дисперсия равна $1,6\text{ м.м.}$ на одном конце пластинки и изменяется вдоль пластинки так, что на другом ее конце она равна $3,8\text{ м.м.}$

* Дискуссия этого вопроса — см. Р. Герцог⁹⁰.

(ср., например, дублет ${}^4\text{He}^{++} - {}^1\text{H}_2$, рис. 20, спектр с). По сравнению с данными второго масс-спектрографа Астона (1,5 мм до немного более чем 3 мм) эти цифры, если принять во внимание резкость получаемых Бэйнбриджем линий, свидетельствуют об успехе, достигнутом в увеличении разрешающей силы. Во всяком случае для измерения о. р. аппаратура Астона сохраняет превосходство. Так как в любом методе, в котором перед разделением масс применяется фильтр скоростей, линии представляют собой точки томсоновских парабол, лежащие на прямых, проходящих через начало (согласно первому уравнению 2), то сравнение интенсивности линий различных изотопов, без наличия сведений о распределении интенсивности вдоль парабол, не дает меры для о. р. изотопов. Для изотопов более тяжелых элементов, массы которых мало отличаются друг от друга, интенсивность вдоль исследуемого участка параболы можно считать постоянной и отношение интенсивностей линий принять за отношение интенсивностей самих изотопов.

На рис. 19 детально изображен прибор Бэйнбриджа. На разрядную трубку А, которая через Р наполняется исследуемым газом, накладывается напряжение от 5 000 до 20 000 В, получаемое от двух трансформаторов на 25 000 В. Производится выпрямление обеих полувольт, причем никакого дополнительного

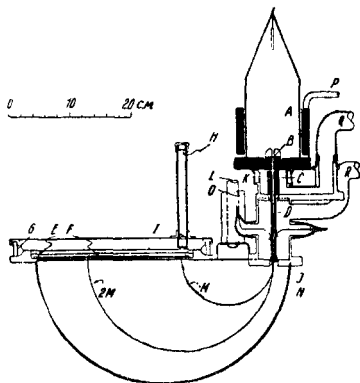


Рис. 19.

сглаживания напряжения не применяется. К — водяное охлаждение катода. Конец темного пространства приходится, как правило, на расстоянии 2—5 см выше катода. На катоде расположена щель (0,0025 до 0,007 см), которую можно юстировать; сквозь нее проходят ионы. С и другие зачерненные части представляют собой магнитную защиту разрядной трубки и пути лучей до входа их в фильтр D. Перед фильтром расположена щель в 0,005 см. Пластины конденсатора, удаленные друг от друга на 3 мм, тщательно устанавливаются параллельно друг другу и щели В. Напряжение на пластины подается от радиобатарей. Для предотвращения влияния индуцированных переменных напряжений пластины через конденсаторы присоединены к земле. Камера ограничена полюсными наконечниками N, отстоящими друг от друга на 1,6 см; тонкая медная оболочка J дает возможность создавать в камере вакуум. Три объема, разграниченные щелями, откачиваются через отрезки Q, R и O. L — ловушка с жидким воздухом, которая для конденсирующихся паров играет роль мощного насоса. Фотографическая пластинка F (25,4 × 2,54 см) находится

в держателе E и может сдвигаться в сторону для следующих друг за другом снимков. При помощи линзы I на пластинку F фотографируется щель H ; ее изображение служит линией, относительно которой производятся измерения. После вкладывания пластинки накладывается центрируемая штифтами G и замазывается затем глицералом крышка камеры.

При помощи этого прибора Бэйнбридж предпринял ряд очень точных измерений относительных дефектов масс и изотопических весов, пользуясь, главным образом, астоновскими методами I и III. Благодаря точной линейности шкалы масс становится возможным также и непосредственное измерение M . Так как $kM = D + E$, где D — расстояние данной линии до линии, относительно которой производятся измерения, и E — расстояние этой последней от источника (S_3), то для определения констант k и E достаточно двух известных масс. Для получения ионов металлов Бэйнбридж воспользовался явлением катодного распыления при разряде в Ne или A. Исследуемый металл он наносил на катод или путем испарения осаждал на стенки разрядной трубки. Этот метод особенно пригоден для исследования элементов, образующих гидриды, так как сильное сродство ионизированного Ne и A к водороду обеспечивает очистку газа в разрядной трубке от случайной примеси водорода. Бэйнбридж⁶⁸ показал, что обнаруженные Астоном изотопы Zn (^{65}Zn и ^{69}Zn) представляют собой гидриды. Ему удалось разъяснить несогласие между физическим и химическим атомными весами Te благодаря открытию трех (четырех) новых более легких изотопов в дополнение к тем, которые были открыты Астоном (рис. 20, спектр a). Далее, он произвел измерение изотопических весов ^2H ^{71, 76} (рис. 20, табл. 9, спектр b и спектр f) при помощи естественных дублетов с массами 4, 5 и 6: $^4\text{He}^+$ — $(^1\text{H}_2 \ ^2\text{H})^+$, $(^4\text{He} \ ^1\text{H})^+$ — $(^2\text{H}_2 \ ^1\text{H})^+$ и $(^4\text{He} \ ^2\text{H})^+$ — $^2\text{H}_3^+$; $^1\text{H}^{72}$ (рис. 20, табл. 9, спектр d) при помощи дублета с массовым числом 2; $^4\text{He}^{++}$ — $^1\text{H}_2^+$; $^9\text{Be}^{73}$ (рис. 20, спектр d) при помощи соотношений; $^9\text{Be} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H}_4 = ^{12}\text{C} \cdot ^{12}\text{C}$ и $^9\text{Be} \cdot ^{12}\text{C}^1\text{H} = ^{20}\text{Ne}^{++} \ ^{12}\text{C}$; изотопов ^{35}Cl и ^{37}Cl ⁷⁵; изотопов ^{20}Ne , ^{11}B и ^{22}Ne , 74 (рис. 20, спектр e) непосредственным измерением; ^6Li и ^7Li ⁷⁶ (рис. 20, спектр g) при помощи дублета с массой 6: ^6Li — $^2\text{H}_3$ и непосредственным измерением.

Измерение масс Li дает возможность экспериментально проверить выражение эквивалентности массы и энергии $\Delta E = c^2 \Delta m$ ⁷⁷ при помощи данных об энергии, полученных из опытов с искусственным расщеплением ядер. Для реакции $^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$, исследованной Кокрофтом и Уолтоном и др., получается блестящее согласие, в то время как для предполагаемой Левисом, Ливингстоном и Лауренсом реакции $^6\text{Li} + ^2\text{H} \rightarrow 2\alpha$ совпадения не получается. Далее, производилось исследование⁷⁵ изотопов Kr, Hg, Cd и Ge и подтвердилось существование открытых Астоном изотопов, за исключением ^{71}Ge , ^{75}Ge , ^{77}Ge (рис. 20, спектр h). Эти последние

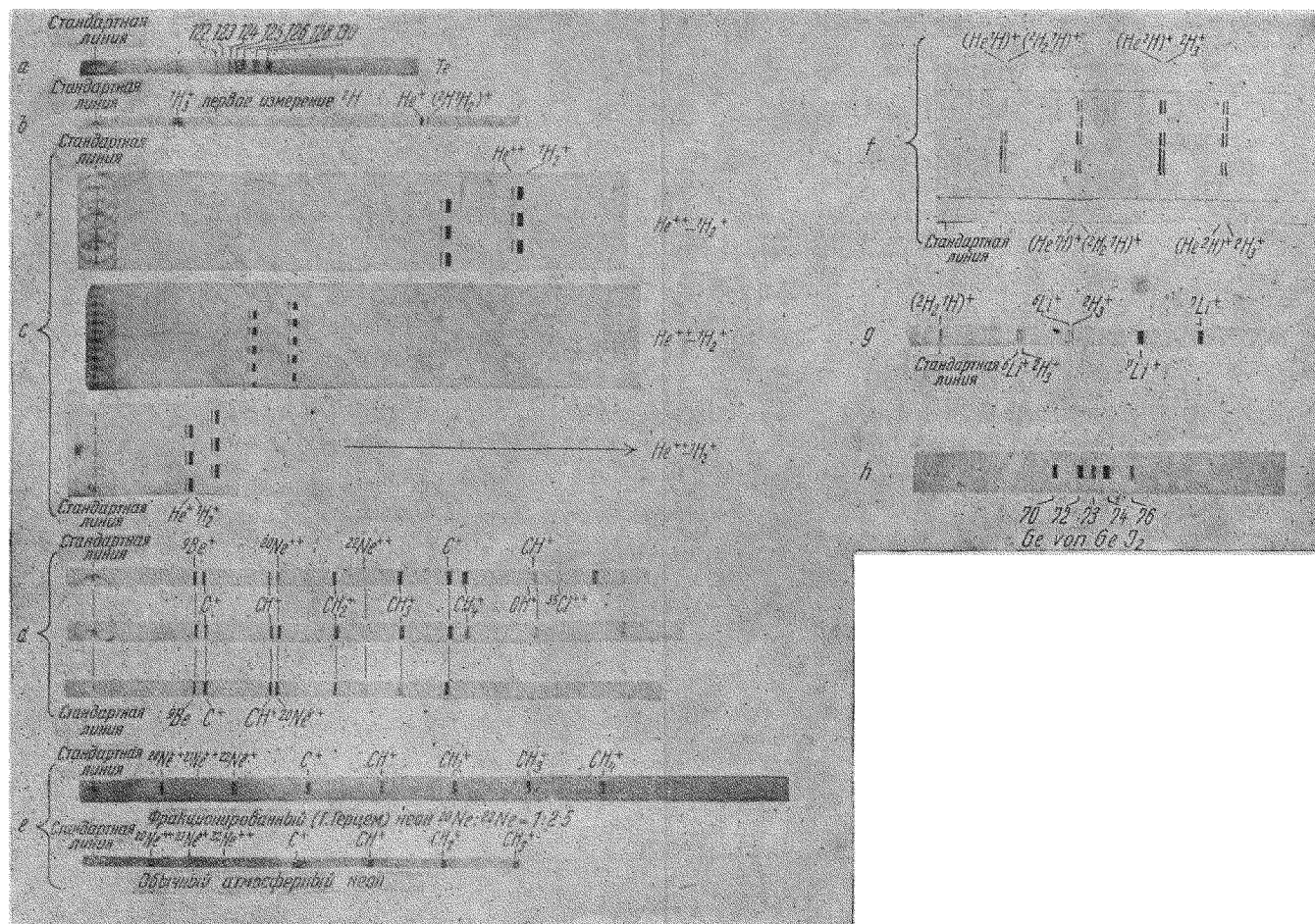


Рис. 20.

почти все, если не все, по всей вероятности, представляют собой гидриды. Благодаря слишком короткому времени экспозиции на пластинке не обнаружены редкие изотопы ^{196}Hg , ^{197}Hg , а также недавно открытые Свенсоном 124 изотопы ^{118}Cd и ^{108}Cd .

б) Фильтр Смайза

У. Р. Смайз и И. Маттаух⁸⁰ описали масс-спектрограф, отличающийся от всех остальных тем, что в нем совершенно исключено применение магнитного поля, измерение и ограничение, равно как и поддержание постоянства которого экспериментально много труднее, чем в случае электрического поля. Рис. 21 представляет собой схему такого прибора. S_1 и S_2 — узкие коллиматорные

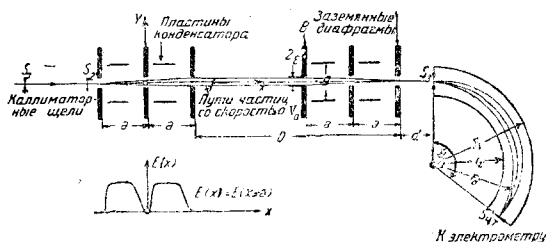


Рис. 21.

щели, выделяющие тонкий пучок каналов лучей. Он проходит через фильтр скоростей Смайза. Заряженная частица, как это показал Смайз⁷⁹, только тогда будет двигаться параллельно оси x , если быстропеременное электрическое поле, силовые линии которого перпендикулярны оси x , во-первых, удовлетворяет соотношению $E(x) = E(x - a)$, т. е. когда поле идентично повторяется с периодом a , и во-вторых, если скорость частицы

$$v_0 = \frac{2a\nu}{n}, \quad (18)$$

где ν — частота поля, а n — нечетное число.

После прохождения первого (двойного) конденсатора поперечное сечение пучка лучей, имеющих скорость v_0 , будет испытывать колебания, амплитуда которых пропорциональна высокочастотному напряжению. Эти колебания компенсируются вторым точно таким же конденсатором (двойным) в том случае, если при прохождении луча напряжение на нем будет в противоположной фазе, т. е. в том случае, если он находится на расстоянии $D = \frac{sa}{n}$ от первого, где s — целое нечетное число. Поэтому, если это условие выполнено, через фильтр вдоль оси x могут пройти неотклоненными и несдвинутыми только лучи со скоростью v_0 . Если для s и n выбрать несоизмеримые числа, то следующая скорость, пропускаемая при том же расстоянии D , есть $\frac{1}{3} v_0$.

Разделение масс может осуществляться, как известно, при помощи магнитного или при помощи радиального электрического поля. До сих пор в экспериментах применялся исключительно первый способ. Частица проходит через радиальное электрическое поле по кругу радиуса r только тогда, когда удовлетворяется уравнение равновесия сил:

$$\frac{mv_0^2}{r} = \frac{eX}{\ln \frac{r_1}{r_2}},$$

где X — напряжение между ограничивающими поле цилиндрическими поверхностями радиусов r_1 и r_2 .

Для дуги кругового пути И. Маттаух⁸¹ выбирает величину $\varphi = \frac{\pi}{2}\sqrt{2} = 127^\circ$. Этим достигается, как показали А. Юз и Ф. Рожанский⁸², полная аналогия с фокусировкой направлений в магнитном поле при повороте на 180° . В этом случае лучи, выходящие расходящимся пучком из щели S_3 , фокусируются у S_4 , в то время как параллельно входящие лучи пересекутся на половине дуги и около S_4 будут вновь параллельны. В этой установке последнее оправдывается в еще большей степени, чем у Бэйнбриджа, во-первых, по причине большего расстояния между коллиматорными щелями и, во-вторых, потому, что даже лучи со скоростями, лежащими вблизи v_0 , выходят параллельным пучком. Для угла φ может быть выбрана любая величина, лежащая в пределах от $\frac{\pi}{4}\sqrt{2}$ до $\frac{\pi}{2}\sqrt{2}$, если только S_3 и S_4 расположены так, что первая выдвинута на отрезок $x = \frac{r}{\sqrt{2}} \operatorname{tg} (\sqrt{2} \varphi)$ перед началом поля, а вторая отодвинута за конец поля на тот же отрезок (см. работу Р. Герцога и И. Маттауха⁸³). Разделение масс при $\varphi = \frac{\pi}{4}\sqrt{2}$ наибольшее, но при этом x становится равным бесконечности. Для магнитного поля, как это показал Р. Герцог⁸⁰, * может быть сделано такое же обобщение.

Вследствие того, что щель не может быть сделана бесконечно тонкой, через нее будут проходить частицы со скоростями, несколько отличающимися от v_0 . Смайз⁷⁹ вычислил также и форму ожидаемых максимумов при щели S_3 и при параллельности входящего в нее пучка. Он отмечает при этом, что разрешающая сила может быть повышена при относительно малой потере интенсивности путем срезания краевых лучей специальными диафрагмами B . Это привело бы к урезанию краев линий (максимумов) и, что особенно существенно, сделало бы возможным обнаружение слабых линий вблизи очень интенсивных. Ширина линий полу-

* Независимо от него Е. Стефенс^{90а} сделал это обобщение, но только для магнитного поля, и произвел экспериментальную проверку, пользуясь электронными лучами.

чается обратно пропорциональной n , так что особенно тяжелые элементы с большими значениями n должны быть профильтрованы. Герцог и Маттаух ⁸³ распространили этот расчет на пучок лучей, действительно выделяемый коллиматорными щелями, и приняли в расчет влияние радиального поля на форму максимумов. Если $S_1 - S_2 - S_3$ не лежат на одной прямой, то, кроме изменения интенсивности, имеет место и изменение формы линий, которое может в конце концов привести к расщеплению линии. Несимметричное заземление высокочастотного напряжения приводит также к расширению и может вызвать расщепление линии. Ошибка в установке D вызывает смещение линий, которое в первом приближении ей пропорционально. Потеря интенсивности при неверном D растет с увеличением n . Зависящее от n смещение линий обусловлено также ошибкой в смайзовском условии: $E(x) = E(x - a)$. Поэтому точному сравнению могут подвергаться только те максимумы, которые сняты при одинаковых D и n . И. Маттаухом ⁸¹ это было подтверждено экспериментально. Так как предположение Смэйза о том, что силовые линии всюду перпендикулярны оси x , для краев высокочастотных полей выполняется не строго, то вследствие этого имеет место ускорение или торможение краевых лучей, благодаря чему полная компенсация во втором (двойном) конденсаторе становится невозможной. Кроме того, после прохождения конденсатора лучи со скоростями v_0 по той же причине будут совершать минимальные остаточные колебания. Это мешает получению большой разрешающей силы, которая могла бы быть достигнута повышением высокочастотного напряжения.

Большое преимущество этого масс-спектрографа — это его теоретически строго линейная шкала масс. Так как для напряжения частоты ν использованы обертоны контролируемого кварцем генератора, то $\nu = f \nu_0$, где f — целое число и постоянство ν_0 может поддерживаться только с точностью $1 : 10^6$. Поэтому согласно уравнению (18) и (19).

$$M = \text{const } X \frac{n^2}{f^2}, \quad (20)$$

где в const входят все постоянные прибора. Измерение одной единственной массы дает, таким образом, шкалу масс. Путем переключения генератора с одного обертона на другой можно проводить непосредственное сравнение таких масс, отношение которых равно отношению квадратов целых чисел, как, например, $^1\text{H} ; ^4\text{He}, ^4\text{He} : ^{16}\text{O}$ или $^1\text{H} : ^{16}\text{O}$ и т. д.

Это сравнение масс может производиться с большой точностью, подобно тому, как оно осуществляется первым методом дублетов Астона. Другим преимуществом является возможность путем изменения высокочастотного напряжения в широких пределах варьировать величину разрешающей силы. Маленькие напряжения обуславливают образование широких интенсивных линий, что очень облег-

чает их обнаружение. Для точных измерений линии, путем повышения напряжения, могут быть сделаны сколь угодно узкими. Несмотря на фокусировку скоростей, в специальных случаях могут производиться и измерения интенсивностей, а именно тогда, когда распределение интенсивности вдоль по всем параболам можно считать одинаковым (разряд в однородной газовой смеси). При заземленных конденсаторах фильтра измерение дает непосредственно электрический спектр (сумму интенсивностей всех парабол). Смайз и Маттаух⁸⁰ при помощи этого прибора дали первое не встречающее возражений количественное масс-спектрографическое доказательство существования нового редкого изотопа ^{18}O , открытого при исследовании полосатых спектров (прежде кислород считался простым газом — только ^{16}O). Производилось сравнение интенсивностей для обеих молекул $\text{O}_2: ^{16}\text{O}_2$ и $^{16}\text{O}-^{18}\text{O}$. Так как для последней наблюдалось увеличение максимума, обусловленное эквивалентной ей молекулой $^{204}\text{Hg}_6^+$, которое не могло быть исключено благодаря применению ртутных насосов, то величина отношения $^{16}\text{O}: ^{18}\text{O}$ получилась равной 600 или больше, что находится в хорошем согласии с международной величиной. Недавно У. Р. Смайз^{83а} повторил опыты с кислородом, пользуясь масляными диффузионными насосами; кислород получался из нагреваемого в специальном отростке разрядной трубки кальбаумовского PbO_2 . Он нашел самое высокое из известных до сих пор значений для ^{18}O , а именно $^{16}\text{O}: ^{18}\text{O} = 503 \pm 10$. Для наилучшего разделения масс угол ϕ поворота в радиальном поле был взят равным 70° ; в соответствии с этим приемная щель находилась на расстоянии $x = 25$ см за окончанием радиального поля ($r = 5$ см).

5. Многократное ускорение

Прибор Е. О. Лауренса, Д. Н. Слоон и М. С. Ливингстона^{84,85} для получения ионов с большой энергией представляет собой одновременно масс-спектрометр с очень большой разрешающей силой. Характерно при этом то, что применяемое здесь высокочастотное поле служит не для отклонения лучей, как у Смайза, а для ускорения частиц. Между круглыми полюсными наконечниками большого электромагнита находятся две плоские полукруглые металлические коробки, выполненные наподобие секторов дуантного электрометра. Между ними приложено высокочастотное поле, служащее для последовательного ускорения ионов, образуемых в центре поля. Ионы описывают спиральные пути, образующиеся из полукругов все возрастающего радиуса. В точно определенный момент, а именно, когда ускорение достигает наибольшей величины, ионы должны проходить щель между двумя полукруглыми коробками, между которыми наложено переменное высокочастотное напряжение. Для этого, во-первых, время прохождения по каждому полукругу должно быть постоянно и, во-вторых, это время должно быть

равно полупериоду колебания высокой частоты. Первое условие выполняется согласно второму уравнению (15), так как

$$t = \frac{r\pi}{v} = \frac{\pi m}{eH}$$

не зависит от радиуса и скорости. Для выполнения второго условия необходимо, чтобы $t = \frac{\lambda}{2c}$. Поэтому

$$\frac{m}{e} = \frac{\lambda}{2\pi c} H. \quad (21)$$

На границе магнитного поля при помощи вспомогательного электрического поля происходит высасывание ионов, количество которых затем измеряется электрометрически. Шкала масс в этом случае также линейна. При неизменной частоте напряжения масса измеряется по напряженности магнитного поля. Ее однако можно было бы измерять также по длине волны λ , поддерживая напряженность магнитного поля постоянной.

И в этом случае получение большой интенсивности обусловлено фокусирующим действием как переменного поля, действующего между половинками прибора, так и искривлением магнитных силовых линий на краю магнитного поля. Оба эти фактора удерживают луч в средней плоскости. По поводу деталей следует обратиться к оригинальным работам.

До сих пор этот метод для исследования изотопов не применялся. По принципиально такому же методу Ф. Ж. Денингатом⁸⁶ было предпринято прецизионное измерение $\frac{e}{m}$ для катодных лучей.

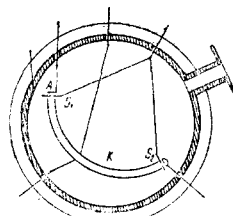


Рис. 22.

6. Фокусировка скоростей и направлений

а) Одновременное электрическое и магнитное отклонение

У. Бэрти и А. Дж. Демстер⁸⁷ предложили установку, в которой благодаря одновременному отклонению электрическим и магнитным полем уничтожается расширение максимумов, обнаруженное Демстером в его собственном методе и приписанное им неоднородности лучей в смысле энергии. Х. Бонди и К. Поппер⁸⁸ измерением максимумов для ^{23}Na и ^{39}K показали применимость этого метода. Ионы в пространстве между анодом А (рис. 22) и щелью S_1 ускоряются напряжением V ; магнитным полем (перпендикулярным к плоскости чертежа) ионы по круговому пути заворачиваются к S_2 , проходя при этом в поле цилиндрического конденсатора К, электрическое поле которого с напряженностью X стремится отклонить их наружу. Лучи, прошедшие S_1 под несколько отличающимися

мися друг от друга углами и с не вполне одинаковыми скоростями, после пробега по дуге $\frac{\pi}{2} \sqrt{2}$ будут у S_2 сфокусированы в том случае, если:

$$\frac{X}{\ln \frac{r_1}{r_2}} = \frac{1}{4} \frac{e}{m} r^2 H^2 \quad \text{и} \quad V = \frac{1}{8} \frac{e}{m} r^2 H^2, \quad (22)$$

т. е. если магнитная сила, действующая внутрь, в два раза больше электрической силы, действующей наружу.

При постоянном H измерение масс может производиться только при одновременном изменении X и V . Благодаря тому что согласно уравнениям (22) $X = 2V \ln \frac{r_1}{r_2}$ не зависит от $\frac{e}{m}$, Бонди и Поппер для измерений пользовались магнитным полем. На прежнем приборе Демстера измерение r и массы при изменении скорости на 15% могло производиться также лишь с точностью до 15%, даже при идеальной фокусировке направлений, в то время как по методу Бэртки и Демстера благодаря дополнительной фокусировке скоростей оно могло производиться с точностью до 1%. В. Геннеберг⁸⁹ рассматривал метод Бэртки — Демстера как частный случай комбинации полей, в котором содержится как фокусировка в магнитном поле (Демстер⁴⁵), так и в радиальном электрическом поле (Юз и Рожанский⁸²) и который включает в себя также и фильтр скоростей Вина. Далее, Геннеберг находит условия фокусировки направлений второго порядка, не принимая, однако, во внимание фокусировку скоростей. Почти одновременно и независимо от него Р. Герцог⁹⁰ произвел еще более общее рассмотрение этой комбинации полей в дополнение к обобщению, сделанному Р. Герцогом и И. Маттаухом⁸³ относительно фокусировки в радиальном поле.

А. Е. Шоу⁹¹ использовал установку Бэртки-Демстера для определения $\frac{e}{m}$ в случае электронов. Он указывает на большую резкость максимумов по сравнению с их резкостью, получаемой при демстеровской фокусировке. Он произвел также интересные измерения поляризационного эффекта, который происходит на пластинах цилиндрического конденсатора. По мнению референта, этот эффект идентичен с мешающим эффектом, уже наблюдавшимся Астоном.

б) Раздельное отклонение

Во время составления этого обзора референту стало ясным, что и в аппаратуре Астона дополнительно получается фокусировка направлений. Так как необходимость ограничиваться малыми углами θ и ϕ теперь отпала, то ясно, что при соответствующем выборе θ и ϕ можно, по меньшей мере для одной массы, получить как фокусировку направлений, так и скоростей. После того как Р. Герцог⁹⁰ разработал оптику радиального и магнитного поля и

их комбинации, нам (И. Маттаух и Р. Герцог³²) удалось показать, что это возможно для всех масс. Астон и Фаулер²² показали, что ширина астоновских линий определяется расходимостью. В соответствии с этим Астон высказывал мнение, что если бы удалось увеличить резкость линий, точность измерений могла бы быть значительно повышена. Мы думаем, что одновременная фокусировка направлений была бы существенна. Здесь мы кратко сообщаем о частном случае, обещающем успех.

Выделенный щелью S (рис. 23) узкий пучок лучей проходит сперва радиальное электрическое поле, широкую щель B , служащую для ограничения области фокусировки скоростей, и затем

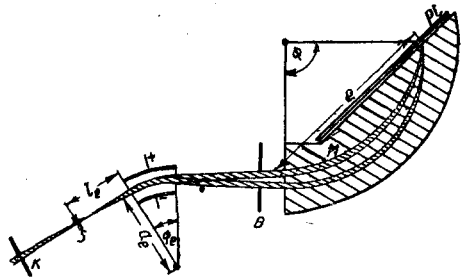


Рис. 23.

попадает в магнитное поле, в котором лучи испытывают отклонение в противоположную сторону на $\varphi = 90^\circ$. Как показывает расчет, для того чтобы имела место фокусировка скоростей, т. е. чтобы лучи (верхний и нижний пучок, рис. 23), энергия которых несколько отличается от средней, на пластинке снова встретились со средним лучом, угол радиального поля Φ_e должен быть равен $\frac{\pi}{8} \sqrt{2} = 31^\circ 50'$. Для того чтобы, кроме того, имела место фокусировка направлений, радиус среднего пути в радиальном поле a_e должен быть равен $\sqrt{2} l_e$, где l_e обозначает расстояние от S до начала поля. Лучи некоторой скорости, расходящиеся из S под небольшим углом, после выхода из радиального поля идут параллельным пучком. По законам геометрической оптики на пластинке получается правильное изображение щели. Для большей наглядности на рис. 23 схематически представлены два пучка лучей различных скоростей. Большое удобство при экспериментировании состоит в том, что изображения для различных масс лежат на одной прямой, благодаря чему можно пользоваться фотографической пластинкой. Пластинка образует с направлением лучей угол в 45° . Расстояние ρ линий от места входа лучей в магнитное поле пропорционально корню квадратному из массы.

(Продолжение следует)