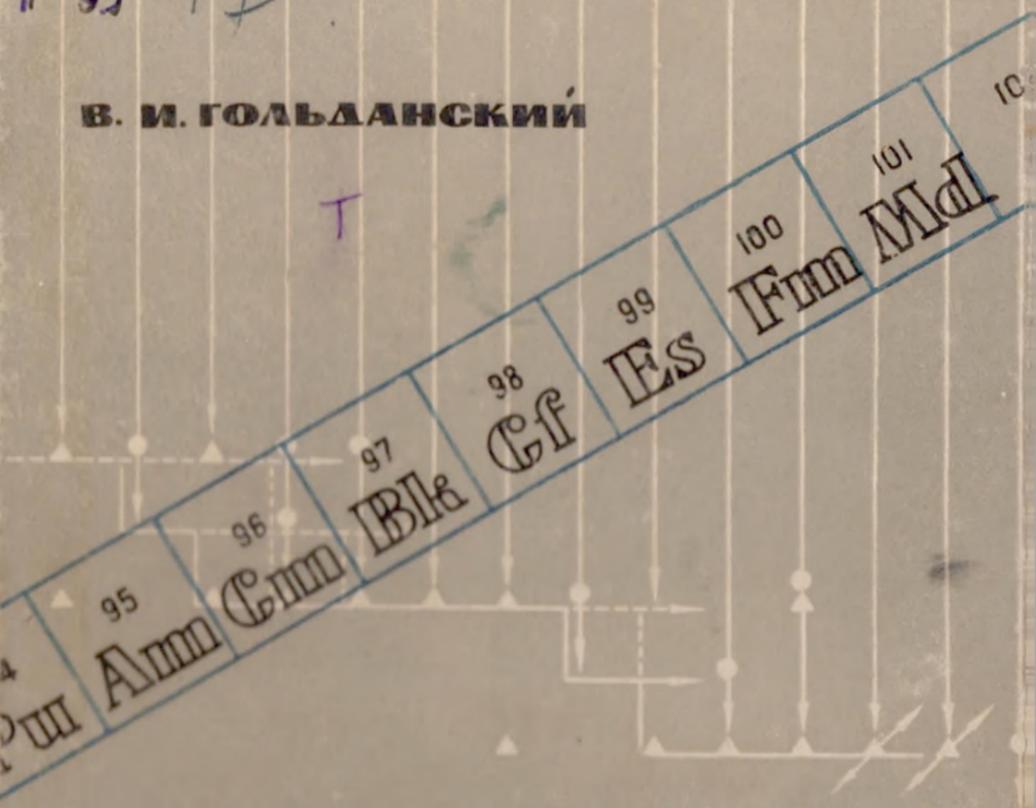


2411
П-63 12

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ



НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ Д.И. МЕНДЕЛЕЕВА

АТОМИЗДАТ · 1964

2411

Г63

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ

НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

75329
57554
175329

Библиотечная
марка
№ 175329

ADIB SOBIR TERMIZIY NOMIDAGI
SURXONDARYO VILOYATI AXBOROT
KUTUXONA MARKAZI
Kel. № 58567
2007y.



А Т О М И З Д А Т
Москва 1964

УДК 546.799

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание этой книги было выпущено Издательством АН СССР в 1953 г., второе — Государственным издательством физико-математической литературы в 1955 г.

За девять лет, прошедших после выхода в свет второго издания, было синтезировано всего два новых заурановых элемента — 102 и 103, в то время как предшествующие пять лет принесли пять таких элементов — от берклия до менделевия. Таким образом, темпы расширения границ периодической системы Д. И. Менделеева заметно снизились, задачи получения новых элементов оказываются все более и более трудными. Недаром оба новооткрытых элемента (102 и 103) до сих пор не идентифицированы химически, пока исследованы лишь ядерные свойства их изотопов.

Тем не менее за последние годы существенно пополнились известные нам сведения о физических и химических свойствах новых элементов, о путях их получения и использования. Достигнуты успехи в технике эксперимента, строительстве и эксплуатации новых ускорителей, в значительной степени специально ориентированных на получение заурановых элементов. Новые данные о спонтанном делении и α -распаде далеких заурановых элементов имеют важное значение для предсказания результатов опытов, оценки числа искусственных элементов, которые еще удастся получить. Минувшие годы характерны также тем, что в работы по созданию новых искусственных элементов, раньше проводившиеся только в США, включились и европейские ученые. В последние годы развития работ в этой области особенно заметный вклад внесли советские физики и химики.

Все это потребовало существенных изменений и главным образом дополнений при подготовке третьего изда-

ния книги. Все главы книги, за исключением первой, переделаны и сильно расширены. Особенно это относится к самой большой по объему последней главе, посвященной заурановым элементам. Как и в первых двух изданиях, наряду с общим популярным описанием методов выделения и исследования новых элементов и их основных свойств, приводятся также некоторые более подробные данные, которые могут представлять интерес для читателей, специально интересующихся новыми химическими элементами.

В. ГОЛЬДАНСКИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Почти 100 лет прошло со времени открытия Д. И. Менделеевым одного из основных законов природы — периодического закона. Последние десятилетия ознаменовались крупнейшими открытиями в области химии и особенно физики, необычайно расширившими наши знания о строении вещества. Однако в свете этих открытий периодический закон Д. И. Менделеева не только не померк, но, напротив, приобрел важнейшее значение в исследованиях строения атомов, а позднее — и атомных ядер. Полностью оправдались пророческие слова Д. И. Менделеева о том, что будущее не грозит периодическому закону разрушением, а обещает только надстройку и развитие.

С законом Менделеева тесно связаны работы по искусственному созданию новых элементов, о которых говорится в этой книге.

Почти семидесятилетние поиски различных элементов в природе, последовавшие за открытием периодического закона, привели к открытию двадцати пяти новых элементов, однако и после этого в периодической системе Менделеева осталось четыре незаполненных места. Кроме того, оставалось неясным, заканчивается периодическая система ураном или могут существовать элементы более тяжелые, чем уран. Изучение строения и свойств атомных ядер привело к выводу, что элементы, не обнаруженные в природе, являются неустойчивыми, и поэтому их нельзя «открыть», а можно «синтезировать», получить из других элементов.

О превращении элементов люди мечтали уже много веков назад. Но все способы такого превращения, предлагавшиеся алхимиками, оказывались ложными, да иначе и быть не могло, потому что задача искусственного

превращения элементов не может быть решена никакими химическими реакциями и процедурами. Эта задача решается ядерной физикой, вооруженной достижениями всех отраслей теоретической и экспериментальной физики и новой отрасли химии — радиохимии.

Чтобы понять, как решается проблема искусственного получения и выделения новых элементов, какое место занимают эти элементы в периодической системе Д. И. Менделеева, надо хотя бы в общих чертах ознакомиться с современными методами ядерной физики и радиохимии, понять связь между строением атомов, их химическими свойствами и расположением в периодической системе. Этим вопросам посвящены первые три главы книги. В четвертой главе рассказывается о синтезе и свойствах четырех новых элементов — технеция, прометия, астата, франция, с получением которых заполнились «пустовавшие» места 43, 61, 85 и 87 в периодической системе Менделеева. В пятой главе рассмотрены заурановые элементы 93—103, их физические и химические свойства, способы их выделения, место этих элементов в периодической системе Менделеева и вопрос о пределе числа элементов.

Искусственное получение новых элементов, как и все развитие науки о строении вещества, все больше и больше раскрывает величие периодического закона Д. И. Менделеева. Нет сомнения, что еще многие славные страницы науки будущего будут прочными нитями связаны с этим важнейшим законом.

Глава I

ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМОВ

Порядковый номер элементов в периодической системе Д. И. Менделеева и планетарная модель атома

Периодический закон Д. И. Менделеева был открыт в 1869 г. Девятью годами раньше в Карлсруэ состоялся международный конгресс химиков, решения которого ознаменовали торжество атомно-молекулярных воззрений в химии. Но, приняв как факт атомно-молекулярное строение вещества, химики того времени, как и физики, не могли высказать о строении атомов ничего, кроме смутных догадок. Является ли атом цельным «зерном» вещества, или он состоит из еще более малых частиц? Если атом состоит из более малых частиц, то в чем причина различия химических элементов — в характере, природе частиц, составляющих атом, или только в их числе? Все эти вопросы оставались в то время без ответа.

Закон Менделеева, доказавший периодическое изменение свойств элементов в зависимости от их атомного веса, явился, по меткому выражению академика Н. Д. Зелинского, «открытием взаимной связи всех атомов в мироздании». Он неизбежно должен был привести и привел к открытию строения атома, к подтверждению сложности атомов, казавшихся ранее простейшими из частиц; а в дальнейшем — и к подтверждению сложности атомных ядер. Из периодического закона неизбежно следует, что атомы химических элементов состоят из более простых частиц и, более того, что разные атомы построены из

различных количеств одинаковых составных частей. Это отлично понимал сам Менделеев, который писал:

«Легко предположить, но ныне пока нет еще возможности доказать, что атомы простых тел суть сложные существа, образованные сложением некоторых еще меньших частей, что называемое нами неделимым (атом) неделимо только обычными химическими силами, как частицы (т. е. молекулы. — В. Г.) неделимы в обычных условиях физическими силами... Выставленная мною периодическая зависимость между свойствами и весом, по-видимому, подтверждает такое предчувствие...» *

Из каких же частиц построены атомы? Чтобы ответить на этот вопрос, многие ученые трудились в течение десятилетий.

К началу XX в. стало ясно, что в атомах всех элементов присутствуют электроны — отрицательно заряженные частицы с массой, примерно в 1840 раз меньшей, чем самый легкий из атомов — атом водорода. Но атомы в целом, как известно, электронейтральны, и лишь при отрыве электронов от атомов или, наоборот, при присоединении к атомам «лишних» электронов образуются положительные или отрицательные ионы. Стало быть, отрицательный заряд электронов должен компенсироваться равным по величине положительным зарядом каких-то других частиц, входящих в состав атомов. Никаких определенных сведений о носителях положительного электричества долгое время не было и считалось, что как отрицательное, так и положительное электричество равномерно распределено по всему объему атомов.

В 1911 г. Э. Резерфорд экспериментально доказал, что весь положительный заряд атома и почти вся его масса (99,95—99,98%) сосредоточены в ядре, диаметр которого примерно в 10 000 раз меньше диаметра всего атома. После этого важнейшего открытия широкое распространение получила планетарная модель атома, согласно которой в центре атома, наподобие Солнца в планетной системе, расположено положительно заряженное атомное ядро, а вокруг него, как планеты вокруг Солнца, вращаются на разных орбитах электроны, сумма заря-

* Д. И. Менделеев. Избр. соч., т. 2. Изд. АН СССР, 1924, стр. 111.

дов которых равна заряду ядра. Если за единицу заряда принять заряд электрона ($e=4,8 \times 10^{-10}$ единиц СГСЭ = $-1,6 \cdot 10^{-19}$ к) и если вокруг ядра располагаются Z электронов, то их суммарный заряд равен $-Z$, а заряд ядра равен $+Z$.

В 1913 г. Н. Бор произвел расчет этой модели. Трудности, связанные с планетарной моделью атома, состояли в том, что согласно утвердившимся в XIX в. представлениям всякое заряженное тело, вращаясь по орбите, должно было бы непрерывно излучать электромагнитные волны, а это с необходимостью привело бы к остановке вращения и падению с орбиты на центральное ядро. В основу расчетов было положено поэтому предположение о том, что существуют определенные орбиты, при вращении электрона по которым излучения не происходит; излучение имеет место лишь при переходе электрона с одной орбиты на другую, расположенную ближе к ядру. Эти «дозволенные» орбиты не могут иметь любые радиусы; они, как говорится в физике, квантованы — их радиусы меняются не непрерывно, а определенными скачками. Следовательно, и энергия связи электронов с ядром (или, как говорят, энергетические уровни электронов в атоме) изменяется не непрерывно, а скачками, порциями — квантами.

В результате расчетов было найдено, какой энергией связи с ядром обладает электрон, находясь в разных атомах на первой, второй и более дальних орбитах. Если электрон переходит с орбиты с энергией E_1 на орбиту с энергией E_2 (с более высокого энергетического уровня на уровень более низкий), то излучается «порция» (квант) света с энергией $\Delta E = E_1 - E_2 = 2\pi \hbar \nu$, где \hbar — универсальная постоянная Планка, равная $1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек; ν — частота излучаемого кванта. Частоты, рассчитанные таким образом, оказались в прекрасном соответствии с частотами линий, наблюдавшимися при спектроскопических исследованиях.

Из теории планетарной модели атома следовало, что частоты разных спектральных линий атомных спектров должны определенным образом зависеть от зарядов атомных ядер. Особенно просто можно было проследить эту зависимость для рентгеновских спектров, образующихся в рентгеновской трубке при бомбардировке разных материалов, нанесенных на антикатод, разогнанны-

ми электрическим полем электронами. При такой бомбардировке из атомов антиматода вырываются электроны даже с самых близких к ядру орбит. На освободившиеся места переходят электроны с более удаленных орбит. Такие переходы сопровождаются излучением рентгеновских лучей, обладающих наибольшей частотой и наименьшей длиной волны среди атомных спектров.

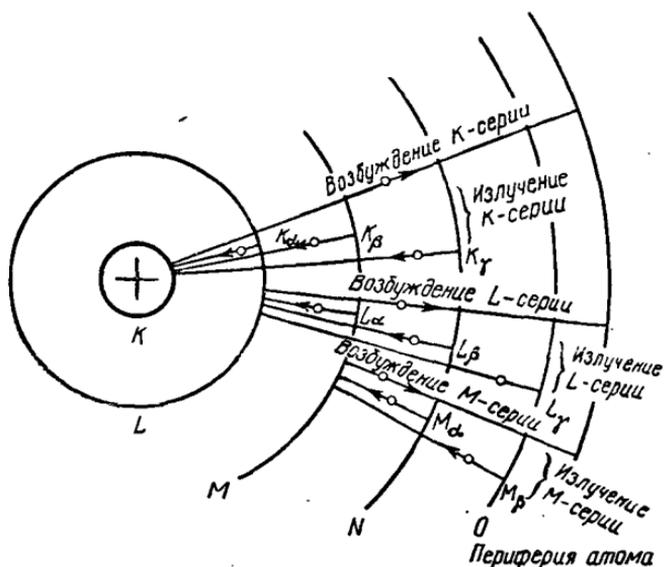


Рис. 1. Схема возникновения атомных спектров при переходах электронов (исходя из планетарного строения атома).

Рентгеновские спектры состоят из нескольких серий. Переход электронов на ближайшую к ядру орбиту сопровождается излучением так называемой K -серии, на вторую орбиту — излучением L -серии, на третью орбиту — M -серии и т. д. (рис. 1). Каждая серия состоит из многих линий. Так, в K -серии переход со второй орбиты на первую дает линию K_{α} , с третьей на первую — K_{β} и т. д.

В каждой серии есть граничная (максимальная) частота, отвечающая захвату свободного электрона соответствующей орбитой. Эти максимальные частоты особенно просто связаны с зарядом ядра Z . Например, мак-

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

(с атомными весами на 1 января 1962 г.)

ПЕРИОДЫ	ПРЯДЬ	ГРУППЫ ЭЛЕМЕНТОВ										
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII		0	
1	I	H ¹ 1,00797						(II)				He ² 4,0026
2	II	Li ³ 6,839	Be ⁴ 9,0122	B ⁵ 10,811	C ⁶ 12,01115	N ⁷ 14,0067	O ⁸ 15,9994	F ⁹ 18,9984				Ne ¹⁰ 20,1818
3	III	Na ¹¹ 22,9898	Mg ¹² 24,312	Al ¹³ 26,9816	Si ¹⁴ 28,086	P ¹⁵ 30,9738	S ¹⁶ 32,064	Cl ¹⁷ 35,453				Ar ¹⁸ 39,948
4	IV	K ¹⁹ 39,102	Ca ²⁰ 40,08	Sc ²¹ 44,956	Ti ²² 47,90	V ²³ 50,942	Cr ²⁴ 51,996	Mn ²⁵ 54,9380	Fe ²⁶ 55,847	Co ²⁷ 58,9332	Ni ²⁸ 58,71	
	V	Cu ²⁹ 63,54	Zn ³⁰ 65,37	Ga ³¹ 69,72	Ge ³² 72,59	As ³³ 74,9216	Se ³⁴ 78,96	Br ³⁵ 79,909				Kr ³⁶ 83,80
5	VI	Rb ³⁷ 85,47	Sr ³⁸ 87,62	Y ³⁹ 88,906	Zr ⁴⁰ 91,22	Nb ⁴¹ 92,906	Mo ⁴² 95,94	Tc ⁴³ *	Ru ⁴⁴ 101,07	Rh ⁴⁵ 102,906	Pd ⁴⁶ 106,4	
	VII	Ag ⁴⁷ 107,870	Cd ⁴⁸ 112,40	In ⁴⁹ 114,82	Sn ⁵⁰ 118,69	Sb ⁵¹ 121,75	Te ⁵² 127,60	I ⁵³ 126,9044				Xe ⁵⁴ 131,30
6	VIII	Cs ⁵⁵ 132,905	Ba ⁵⁶ 137,34	La ⁵⁷ 138,91	Hf ⁷² 178,49	Ta ⁷³ 180,948	W ⁷⁴ 183,85	Re ⁷⁵ 186,2	Os ⁷⁶ 190,2	Ir ⁷⁷ 192,2	Pt ⁷⁸ 195,09	
	IX	Au ⁷⁹ 196,967	Hg ⁸⁰ 200,59	Tl ⁸¹ 204,37	Pb ⁸² 207,19	Bi ⁸³ 208,980	Po ⁸⁴ *	At ⁸⁵ *				Rn ⁸⁶ *
7	X	Fr ⁸⁷ *	Ra ⁸⁸ *	Ac ⁸⁹ 90-103								

ЛАНТАНИДЫ	Ce ⁵⁸ 140,12	Pr ⁵⁹ 140,907	Nd ⁶⁰ 144,24	Pm ⁶¹	Sm ⁶² 150,35	Eu ⁶³ 151,96	Gd ⁶⁴ 157,25
	Tb ⁶⁵ 158,924	Dy ⁶⁶ 162,50	Ho ⁶⁷ 164,930	Er ⁶⁸ 167,26	Tm ⁶⁹ 168,934	Yb ⁷⁰ 173,04	Lu ⁷¹ 174,97

АКТИНИДЫ	Th ⁹⁰ 232,038	Pa ⁹¹ *	U ⁹² 238,03	Np ⁹³	Pu ⁹⁴	Am ⁹⁵	Cm ⁹⁶
	Bk ⁹⁷	Cf ⁹⁸	Es ⁹⁹	Fm ¹⁰⁰	Md ¹⁰¹	102	Lw ¹⁰³

Рис. 2. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева. Перечеркнуты квадраты с элементами, которые еще не были известны ко времени открытия периодического закона. Подчеркнуты символы элементов, для которых до Менделеева были неверно установлены атомные веса. Звездочками отмечены элементы, предсказанные Менделеевым, двумя звездочками — три элемента, для которых Менделеев предсказал свойства.

смотря на эти пробелы, было уже ясно, что в первом периоде системы Менделеева должны находиться два элемента — водород и гелий, во втором и третьем — по семь элементов, в четвертом и пятом — по восемнадцать, в шестом — тридцать два элемента.

Такое строение периодической системы Менделеева явилось ключом к разгадке строения электронных оболочек, окружающих атомное ядро.

Строение электронных оболочек атомов и химические свойства элементов

Раздел, к которому мы сейчас переходим, является, пожалуй, одним из наиболее трудных для простого и наглядного объяснения. Однако опустить его было бы нецелесообразно, так как дальше мы будем говорить о месте, занимаемом зауроновыми элементами в периодической системе Менделеева, и в связи с этим о строении наружных электронных оболочек атомов этих элементов. Поэтому мы должны хотя бы в общих чертах осветить строение электронных оболочек и показать его непосредственную связь с периодическим законом Менделеева.

Квантовые числа. Вопрос о расположении электронов вокруг атомного ядра в количественной точной форме был впервые поставлен теорией Бора. Согласно этой теории первому уровню, т. е. ближайшему к ядру электрону, наиболее прочно связанному электрическими силами с ядром, отвечает первая «дозволенная» орбита с радиусом r_0 , второму уровню — вторая «дозволенная» орбита с радиусом $2^2 \cdot r_0 = 4r_0$, третьему уровню — третья «дозволенная» орбита с радиусом $3^2 \cdot r_0 = 9r_0$ и т. д. Номер орбиты n , соответствующий данному электронному уровню и радиусу $n^2 r_0$, получил название первого (или главного) квантового числа. Число n может принимать значения 1, 2, 3..., т. е. равняться любому целому числу.

Надо сразу сделать оговорку, что теория Бора, которая хорошо объясняла спектральные линии простейшего (водородного) атома, отвечающие переходу единственного электрона этого атома с первого уровня (на нем он находится в нормальном состоянии) на другие уровни, оказалась не в силах точно описать спектры более сложных атомов. Для объяснения суммы экспериментальных

данных потребовался ряд усложнений теории Бора, которые лишили ее наглядности и сделали внутренне противоречивой. В конечном счете атомная физика отказалась от простой картины, положенной в основу теории Бора, ибо стало возможным дать иное, более строгое и точное описание строения атома, исходя из уравнений волновой механики. Оказалось, в частности, что представление об определенных орбитах вращения электрона вокруг ядра является слишком упрощенным, и правильнее говорить о нескольких оболочках, в которых располагаются окружающие ядро электроны. Первое (главное) квантовое число, означавшее в рамках старой теории номер орбиты, сохранило и в новой теории смысл номера электронной оболочки (среднего расстояния от оболочки до атомного ядра).

Итак, электроны, окружающие ядро, расположены в нескольких электронных оболочках, причем чем больше номер такой оболочки, чем больше главное квантовое число n , тем дальше находится оболочка от ядра, тем слабее связаны с ядром входящие в состав оболочки электроны.

В образовании химической связи между атомами принимают участие электроны, расположенные в наружной (или ближайшей к наружной) электронной оболочке. Поэтому валентность при химическом взаимодействии определяется в основном строением наружной электронной оболочки. О чем же говорит в таком случае открытая Менделеевым периодичность химических свойств элементов? О том, что по мере увеличения порядкового номера элемента в периодической системе, по мере возрастания числа электронов, окружающих ядро, наступает момент, когда заканчивается заполнение данной электронной оболочки и начинается заполнение следующей оболочки. При этом элементы с одним, двумя, тремя и т. д. электронами в новой оболочке воспроизводят химические свойства элементов, которые имеют тоже один, два, три и т. д. электрона в наружной оболочке, но число электронных оболочек которых на единицу меньше.

Таким образом, номер наружной электронной оболочки, или число всех электронных оболочек, окружающих атомное ядро данного элемента, равняется номеру периода, в котором располагается этот элемент в периоди-

ческой системе Менделеева. В этой связи между главным квантовым числом n , характеризующим номер наружной электронной оболочки, и номером периода системы Менделеева заложен ответ и на другой вопрос: сколько электронов может «поместиться» в различных оболочках?

Как можно характеризовать состояния окружающих атомное ядро электронов? Первой их характеристикой является номер занимаемой электроном оболочки — главное квантовое число n . Вторая такая характеристика — форма электронной оболочки. В рамках старой теории Бора вторая характеристика может быть объяснена более наглядно. В самом деле, форма орбит обращения электронов вокруг ядра может быть не только круговой, но и эллиптической. Если для круговой орбиты достаточно задать лишь одну величину — радиус, чтобы точно ее определить, то для эллиптической орбиты надо уже задать две величины, например большую и малую полуоси эллипса. Распространение квантовых представлений на эллиптические орбиты приводит к необходимости предположить, что, подобно тому, как радиус круговой орбиты может принимать не любые, а лишь определенные квантованные значения ($r = n^2 r_0$, где $n = 1, 2, 3$ и т. д.), так и соотношение малой и большой полуосей эллиптических орбит может быть не любым, а квантованным, а именно:

$$\frac{\text{Длина большой полуоси эллиптической орбиты}}{\text{Длина малой полуоси эллиптической орбиты}} = \frac{n}{l+1}$$

Здесь l — второе (азимутальное) квантовое число, определяющее форму эллиптической орбиты. При главном квантовом числе n l может быть только целым числом от $n - 1$ до 0, т. е.

$$l = n - 1, n - 2, \dots, 1, 0.$$

Очевидно, что чем меньше азимутальное квантовое число l , тем больше эллиптическая орбита вытянута в длину. При максимальном «дозволенном» значении $l = n - 1$ имеем: $\frac{n}{l+1} = 1$, т. е. обе полуоси эллипса одинаковы, и эллипс преобразуется в круг. Разные возможные формы эллиптических орбит при $n = 4$ и $l = 3, 2, 1, 0$ изображены на рис. 3.

В атомной физике принято обозначать главное квантовое число n цифрами ($n = 1, 2, 3$ и т. д.) или большими

латинскими буквами (K — оболочка с $n=1$, L — оболочка с $n=2$ и т. д.), а азимутальное квантовое число l — малыми латинскими буквами, так что вместо $l=0, 1, 2, 3$ и т. д. пишут s, p, d, f и т. д.

Очевидно, что в первой, ближайшей к ядру оболочке, для которой $n=1$, азимутальное квантовое число может принимать лишь одно значение: $l=0(s)$. Поэтому электроны, находящиеся в этой оболочке, обозначаются как $1s$ -электроны. Во второй оболочке ($n=2$) возможны значения $l=0, 1 (s, p)$. Электроны этой оболочки разделяются соответственно на $2s$ - и $2p$ -электроны. В третьей от

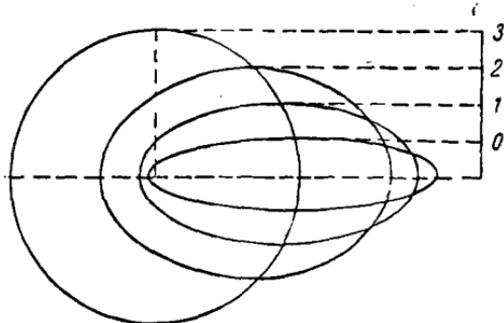


Рис. 3. Различные формы эллиптических орбит при главном квантовом числе $n=4$.

ядра электронной оболочке ($n=3, l=s, p, d$) могут находиться $3s$ -, $3p$ -, $3d$ -электроны; в четвертой оболочке ($n=4, l=s, p, d, f$) — $4s$ -, $4p$ -, $4d$ -, $4f$ -электроны и т. д.

Если бы атом и электрон не обладали магнитными свойствами, то два квантовых числа исчерпывали бы возможные состояния окружающих ядро электронов. Но всякое движение электрического заряда связано с возникновением электромагнитного поля. Поэтому движение электронов вокруг ядра обуславливает наличие магнитного момента у атома, а вращение электронов вокруг собственной оси — наличие собственного магнитного момента у электрона.

Благодаря наличию у атома магнитной оси возможны разные состояния у электронов даже при равенстве главного и азимутального квантового чисел; это происходит потому, что плоскости электронных орбит могут иметь

различные наклоны (различные ориентации) относительно магнитной оси атома. Эти ориентации тоже квантованы.

Если азимутальное квантовое число равно l , то проекция электронной орбиты на магнитную ось атома, или орбитальный магнитный момент m , может быть лишь целым числом (положительным или отрицательным)

$$+l, +(l-1), \dots, 0, \dots, -(l-1), -l.$$

Из рис. 4, на котором приведен пример $l=2$, видно, что всего от $+l$ до $-l$, включая 0, возможно $2l+1$ значений целых чисел m .

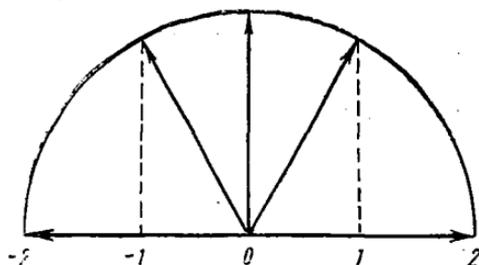
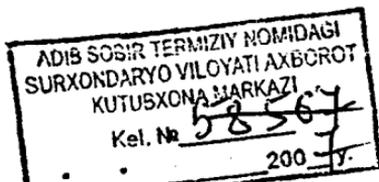
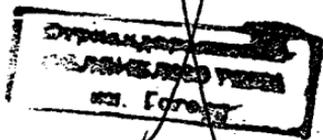


Рис. 4. Различные значения орбитального магнитного момента m при азимутальном квантовом числе $l=2$.

Величина m , определяющая орбитальный магнитный момент, носит название магнитного (третьего) квантового числа.

Наконец, четвертое (спиновое) квантовое число характеризует собственное вращение электрона и может принимать всего два значения ($+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$), в зависимости от того, направлено вращение электрона вокруг его собственной оси по часовой стрелке или против нее.

Строение электронных оболочек. В соответствии со строением периодической системы элементов швейцарский физик Паули выдвинул принцип, согласно которому в атоме не может быть двух (и более) электронов, у которых были бы одинаковыми все четыре квантовых числа. Рассмотрим, принимая во внимание принцип Паули, сколько может быть электронов в разных электронных оболочках.



Если азимутальное квантовое число равняется l , то за счет различия магнитного квантового числа возможно $2l+1$ разных электронных состояний, причем каждое состояние может еще удвоиться из-за различия спинов. Всего, таким образом, при каждом главном квантовом числе n может быть по $2(2l+1)$ электронов с разными азимутальными квантовыми числами l . При $l=0$ (s -электроны), очевидно, $2(2l+1)=2$; при $l=1$ (p -электроны) $2(2l+1)=6$; при $l=2$ (d -электроны) $2(2l+1)=10$; при $l=3$ (f -электроны) $2(2l+1)=14$ и т. д. Всего же при каждом данном n в атоме может быть: $2[2(n-1)+1]+2[2(n-2)+1]+\dots+2(2\cdot 1+1)+2\cdot 1=2[(2n-1)++(2n-3)+\dots+3+1]=2\cdot 2n\cdot\frac{n}{2}=2n^2$ электронов.

Следовательно, в первой оболочке, где могут быть только s -электроны, число электронов ограничено двумя, во второй оболочке (s - и p -электроны) может быть $2+6=8$ электронов; в третьей оболочке (s -, p - и d -электроны) может быть $2+6+10=18$ электронов, в четвертой оболочке (s -, p -, d - и f -электроны) может быть $2+6+10+14=32$ электрона. Получающиеся числа (2, 8, 18 и 32) в точности соответствуют длине различных периодов менделеевской системы элементов (первый период 2 элемента, второй и третий — по 8, четвертый и пятый — по 18, шестой и, видимо, седьмой — 32 элемента).

Таким образом, закон Менделеева явился основой для изучения строения электронных оболочек атомов. Планетарная модель атома и особенно дальнейшее развитие представлений о строении атома на основе квантовой механики раскрыли глубокий физический смысл периодического закона.

Рассмотрим теперь последовательность заполнения электронных оболочек по мере перехода от легких элементов к тяжелым. При этом надо учесть лишь главное и азимутальное квантовые числа. Магнитное и спиновое квантовые числа практически не сказываются на энергии электронов в обычных условиях и проявляются в основном в эффектах расщепления спектральных линий в электрическом и магнитном полях.

Наиболее просто можно усвоить последовательность заполнения электронных оболочек, исходя из эмпирического правила, согласно которому заполнение происходит в порядке возрастания суммы главного и азимутального

квантовых чисел $n+l$ *. При этом данному значению суммы $n+l$ соответствует заполнение сначала оболочек с меньшими n и большими l , а затем — с большими n и меньшими l . Пользуясь этой закономерностью, надо иметь, конечно, в виду, что l может меняться в пределах от 0 до $n-1$, т. е. не может быть равным n или большим, чем n .

Итак, минимальное значение $n+l=1$. При этом возможно только $n=1$ и $l=0$, т. е. $1s$ -электрон. Атом первого элемента периодической системы (водорода) содержит один $1s$ -электрон, атом второго элемента (гелия) содержит два $1s$ -электрона, что обозначается формулой электронного строения $1s^2$. В первой электронной оболочке мест больше нет, гелием заканчивается первый период системы Менделеева. При $n+l=2$ возможно только $n=2$ и $l=0$. Соответственно этому второй период системы Менделеева ($n=2$) начинается с лития и бериллия, во второй оболочке которых имеются один (литий) и два (бериллий) $2s$ -электрона. Электронные структуры этих атомов записываются как $1s^2 2s$ и $1s^2 2s^2$. При $n+l=3$ возможны варианты $n=2, l=1$ и $n=3, l=0$. Шесть электронов с $n=2, l=1$, т. е. шесть $2p$ -электронов, появляются в атомах следующих за бериллием шести элементов второго периода — от бора до неона (бор — $1s^2 2s^2 p$, неон — $1s^2 2s^2 p^6$). Неоном заканчивается второй период системы Менделеева.

У натрия, стоящего в периодической системе элементов вслед за неоном и начинающего третий период, появляется один $3s$ -электрон, а у магния — два таких электрона. Обычно в обозначении электронных структур атома опускают обозначения целиком заполненных внутренних оболочек и записывают лишь формулу наружной оболочки. В такой записи структура атома натрия выразится как $3s$, атома магния — $3s^2$.

При $n+l=4$ возможны, очевидно, в порядке последовательности заполнения варианты $n=3, l=1$ и $n=4, l=0$. Соответственно в третьем периоде системы Менделеева за магнием следуют шесть элементов — от алюминия до аргона (от $3s^2 p$ до $3s^2 p^6$), а затем начинается четвертый период системы с калия ($4s$) и кальция ($4s^2$).

При $n+l=5$ заполняются уровни $n=3, l=2$ ($3d$), $n=4, l=1$ ($4p$) и, наконец, $n=5, l=0$ ($5s$). Если до каль-

* В. М. Клечковский. «Докл. АН СССР», 80, 1951.

ция заполнение электронных уровней шло в порядке возрастания номеров электронных оболочек ($1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $4s$), то после заполнения s -мест четвертой электронной оболочки вместо продолжения заполнения этой оболочки p -электронами начинается заполнение предыдущей, третьей, оболочки d -электронами. Всего в каждой оболочке может быть 10 d -электронов. Соответственно этому за кальцием в периодической системе следуют 10 элементов — от скандия ($3d4s^2$) до цинка ($3d^{10}4s^2$), в атомах которых заполняется d -слой третьей оболочки, и лишь затем начинает заполняться p -слой четвертой оболочки — от галлия ($3d^{10}4s^2p$) до криптона ($3d^{10}4s^2p^6$). В рубидии и стронции, начинающих пятый период, появляются $5s$ - и $5s^2$ - электроны.

Заполнение уровней $n+l=6$ идет в следующем порядке: $4d$ ($n=4$, $l=2$), $5p$ ($n=5$, $l=1$) и $6s$ ($n=6$, $l=0$). Пятый период системы Менделеева воспроизводит четвертый. От иттрия ($4d5s^2$) до кадмия ($4d^{10}5s^2$) идет наслоение в четвертой оболочке d -электронов, затем следуют элементы от индия ($4d^{10}5s^2p$) до инертного газа ксенона ($4d^{10}5s^2p^6$) и начинается шестой период системы — цезий ($6s$) и барий ($6s^2$).

В шестом периоде системы содержится уже не 18, а 32 элемента.

При $n+l=7$ первым заполняется уровень, соответствующий $n=4$, $l=3$ ($4f$), и лишь затем следуют $5d$ -, $6p$ -уровни и начинающий седьмой период $7s$ -уровень. Поэтому, хотя в атомах следующего за барием элемента (лантана) и появляется $5d$ -электрон ($5d6s^2$), в атомах четырнадцати элементов — от церия до лютеция, расположенных за лантаном, идет заполнение третьей снаружи электронной оболочки f -электронами (церий — $4f5d6s^2$, лютеций — $4f^{14}5d6s^2$). И лишь с гафния продолжается достраивание пятой оболочки d -электронами, которое заканчивается в атомах рутития ($4f^{14}5d^{10}6s^2$). Шестой период системы Менделеева заканчивается радоном ($4f^{14}5d^{10}6s^2p^6$), а в седьмом периоде до открытия заурановых элементов было известно всего лишь шесть элементов. Если электронные структуры первых трех элементов седьмого периода не вызывали споров (например, для актиния $6d7s^2$), то для тория и более тяжелых элементов электронные структуры стали ясны лишь после исследования заурановых элементов.

В табл. 1 показаны структуры электронных оболочек элементов от водорода до актиния. Вопрос о строении электронных оболочек элементов, следующих за актинием, мы рассмотрим подробнее в последней главе.

Таблица 1

Структура электронных оболочек элементов от водорода до актиния

Z	Элемент	K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f	6s, 6p, 6d	7s
1	H	1						
2	He	2						
3	Li	2	1					
4	Be	2	2					
5	B	2	2 1					
6	C	2	2 2					
7	N	2	2 3					
8	O	2	2 4					
9	F	2	2 5					
10	Ne	2	2 6					
11	Na	2	2 6	1				
12	Mg	2	2 6	2				
13	Al	2	2 6	2 1				
14	Si	2	2 6	2 2				
15	P	2	2 6	2 3				
16	S	2	2 6	2 4				
17	Cl	2	2 6	2 5				
18	Ar	2	2 6	2 6				
19	K	2	2 6	2 6	1			
20	Ca	2	2 6	2 6	2			
21	Sc	2	2 6	2 6	1 2			
22	Ti	2	2 6	2 6	2 2			
23	V	2	2 6	2 6	3 2			
24	Cr	2	2 6	2 6	5 2			
25	Mn	2	2 6	2 4	5 2			
26	Fe	2	2 6	2 6	6 2			
27	Co	2	2 6	2 6	7 2			
28	Ni	2	2 6	2 6	8 2			
29	Cu	2	2 6	2 6	10 1			
30	Zn	2	2 6	2 6	10 2			
31	Ga	2	2 6	2 6	10 2 1			
32	Ge	2	2 6	2 6	10 2 2			

Продолжение табл. 1

Z	Элемент	K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f	6s, 6p, 6d	7s
33	As	2	2 6	2 6 10	2 3			
34	Se	2	2 6	2 6 10	2 4			
35	Br	2	2 6	2 6 10	2 5			
36	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6			
37	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6	1		
38	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6	2		
39	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1	2		
40	Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2		
41	Nb	2	2 6	2 6 10	2 6 4	1		
42	Mo	2	2 6	2 6 10	2 6 5	1		
43	Tc	2	2 6	2 6 10	2 6 6	1		
44	Ru	2	2 6	2 6 10	2 6 7	1		
45	Rh	2	2 6	2 6 10	2 6 8	1		
46	Pd	2	2 6	2 6 10	2 6 10			
47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10	1		
48	Cd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2		
49	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 1	1	
50	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 2	2	
51	Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 3		
52	Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 4		
53	J	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 5		
54	Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6 1	2	
58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2 6	2	
59	Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2 6	2	
60	Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2 6	2	
61	Pm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2 6	2	
62	Sm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6	2	
63	Eu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6	2	
64	Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6 1	2	
65	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6	2	
66	Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6	2	
67	Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6	2	
68	Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2	
69	Tu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2	
70	Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2	
71	Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2	

Z	Элемент	K	L	M	N	O	P	Q
		1s	2s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f	6s, 6p, 6d	7s
72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2	
73	Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2	
74	W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2	
75	Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2	
76	Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 6	2	
77	Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2	
78	Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 8	2	
79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1	
80	Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2	
<hr/>								
81	Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1	
82	Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 2	
83	Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3	
84	Po	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 4	
85	At	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 5	
86	Rn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	
87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	1
88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	2
89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2

Строение электронных оболочек и химические свойства элементов. Остановимся, хотя бы коротко, на теснейшей связи, существующей между строением электронных оболочек и химическими свойствами элементов. Эта связь сразу наполняет живым содержанием формулы электронных структур, которые могли на первый взгляд показаться сугубо умозрительными.

Валентность, т. е. способность атомов соединяться друг с другом, определяется строением наружных электронных оболочек. Обратимся прежде всего к инертным газам, атомы которых с большим трудом вступают в химическое взаимодействие и валентность которых равна нулю. Инертные газы расположены в конце периодов системы Менделеева, и структура их наружных электронных оболочек, содержащих два электрона в первом периоде (гелий $1s^2$) и по восемь электронов во всех остальных периодах (от неона $2s^2p^6$ до радона $6s^2p^6$), наиболее устойчива.

Наиболее характерными валентностями всех других атомов являются валентности в таких соединениях, в которых структура наружной электронной оболочки атома приобретает вид структуры наружных оболочек атомов инертных газов. Так, например, наружная оболочка атома серы $3s^2p^4$ для образования структуры типа аргона должна пополниться двумя p -электронами, а для образования структуры типа неона надо вырвать шесть электронов из этой оболочки. В соответствии с этим максимальная валентность серы по кислороду, в соединениях с которым сера выступает как датчик (донор) электронов, равна шести (SO_3). В соединениях же с водородом, в которых сера выступает как захватчик (акцептор) электронов, ее максимальная валентность равна двум (H_2S).

В первых периодах системы Менделеева число электронов в наружных оболочках атомов возрастает слева направо. У щелочных металлов в наружной оболочке содержится по одному электрону (s), а у галогенов — по семь электронов (два s - и пять p -электронов). Перестраивание электронной оболочки до наиболее устойчивой структуры поэтому легче осуществляется отнятием электрона у щелочных металлов и присоединением электронов у галогенов.

Легкость отдачи электронов определяет совокупность химических свойств, которые принято называть металлическими свойствами. Напротив, легкость присоединения электронов определяет совокупность свойств неметаллов, характерными представителями которых являются галогены.

Таким образом, становится понятным периодическое изменение свойств от характерных металлических к характерным неметаллическим по мере перехода в системе Менделеева от начала к концу каждого периода. Еще Д. И. Менделеев отметил, что и в пределах каждой группы при переходе от менее тяжелых элементов к более тяжелым неметаллические свойства ослабевают, а металлические усиливаются. Чтобы убедиться в этом, достаточно сопоставить самый легкий и самый тяжелый элементы пятой группы системы Менделеева — азот и висмут. И эту закономерность легко объяснить, если учесть, что чем больше число электронных оболочек, тем слабее связь электронов наружной оболочки с ядром, тем ярче

должны проявиться электронодонорные (металлические) свойства.

В «длинных» периодах системы Менделеева, включающих так называемые вставные декады, содержится по десять элементов, у которых число электронов в наружной оболочке равно двум (два s -электрона) и которые различаются лишь числом d -электронов во второй снаружи оболочке. Это элементы от скандия до цинка и от иттрия до кадмия. Вторая снаружи оболочка играет меньшую роль в проявлении химических свойств, чем наружная оболочка, ибо связь электронов наружной оболочки с ядром слабее, чем во второй снаружи. Поэтому элементы, в атомах которых наружные оболочки построены одинаково и различны лишь вторые снаружи оболочки, гораздо меньше различаются друг от друга по химическим свойствам, чем элементы с различным строением наружных оболочек. Так, все элементы «вставных декад», образующие в совокупности так называемые побочные подгруппы основных восьми групп менделеевской системы, являются металлами; все они характеризуются переменной валентностью. В шестом периоде системы Менделеева, кроме «вставной декады», имеется еще 14 следующих за лантаном элементов, у которых различие в строении электронных оболочек проявляется лишь в третьей снаружи электронной оболочке (идет заполнение f -мест в четвертой оболочке при наличии заполненных мест $5s^2 6s^2$). Эти элементы (лантаниды) настолько схожи друг с другом по химическим свойствам, что, например, прошло 44 года, прежде чем было доказано, что элемент, названный дидимом, есть на самом деле смесь двух элементов — неодима и празеодима.

На основании разгадки строения электронных оболочек были открыты еще два элемента из числа предсказанных Менделеевым, а именно 72 и 75.

До выяснения строения шестого периода системы Менделеева элемент 72 искали среди редкоземельных элементов и отдельные ученые объявляли уже об открытии этого элемента. Когда выяснилось, что в шестом периоде системы Менделеева содержится 32 элемента, из которых 14 редкоземельных, то Н. Бор указал, что элемент 72 стоит за редкоземельными, в четвертой группе, и является, как ожидал Менделеев, аналогом циркония. Точно так же Н. Бор указал, что элемент 75 стоит в седьмой

группе и является аналогом марганца, существование которого предсказывал Менделеев. Действительно, в 1923 г. в циркониевых рудах был открыт элемент 72, названный гафнием, причем оказалось, что все называвшееся до того цирконием, было на самом деле смесью циркония и гафния. В том же 1923 г. начали искать элемент 75 в разных минералах, содержащих марганец. Химические операции для выделения этого элемента также основывались на предполагаемой близости его по свойствам к марганцу. Поиски увенчались успехом. В 1925 г. был открыт новый элемент, названный рением.

Таким образом, заряд атомного ядра и место, занимаемое элементом в периодической системе, однозначно определяют строение электронных оболочек его атомов и характеризуют всю совокупность химических свойств этого элемента. Можно с полным основанием сказать, что периодическая система Менделеева есть предельно краткая и четкая физико-химическая энциклопедия.

Глава II

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМНЫХ ЯДЕР И ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Атомные ядра

Как известно, атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Протоны — это ядра атомов простейшего элемента — водорода, обладающие единичным положительным зарядом и атомным весом 1,007825*. Нейтроны — электронейтральные частицы с атомным весом равным 1,008665.

Поскольку существуют разнообразные процессы, приводящие к превращению нейтрона в протон или протона в нейтрон, сейчас принято рассматривать протоны и нейтроны как два различных состояния одной элементарной ядерной частицы — нуклона.

Заряд ядра, или порядковый номер элемента в периодической системе, Z равняется числу протонов в ядре. Массовое число A равно числу нуклонов (нейтронов и протонов) в ядре. Очевидно, что число нейтронов в ядре $N = A - Z$.

Атомные ядра одного химического элемента имеют одинаковое число протонов, но могут различаться по числу нейтронов, а следовательно, и по массовому числу. Ядра с одинаковым зарядом Z называются изотопами данного элемента, с одинаковым массовым числом A — изобарами, с одинаковым числом нейтронов N — изотопами.

* Все атомные веса приводятся в новой шкале, в которой атомный вес изотопа углерода с массовым числом 12 принят равным точно 12,000000.

Обозначают ядра разных изотопов и элементов таким образом: около химического символа элемента вверху справа пишется массовое число, а внизу слева — атомный номер. Иногда внизу справа пишут еще число нейтронов. Например, ядро висмута с массовым числом 209 и атомным номером 83 обозначается как ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ или ${}_{83}\text{Bi}_{126}^{209}$. Поскольку химический символ элемента уже определяет его атомный номер, можно пользоваться сокращенным способом обозначения атомных ядер, включающим только химический символ элемента и массовое число данного изотопа, например Bi^{209} .

Нуклоны удерживаются в ядре особыми силами, природа которых еще недостаточно исследована. Основным отличительным свойством ядерных сил является очень малый радиус их действия — порядка 10^{-13} см. За пределами этого радиуса ядерные силы не проявляются, но в области их действия они в миллионы раз превосходят силы, действующие между атомами в химических соединениях, и в сотни, тысячи раз — силы, действующие между атомными ядрами и электронами, расположенными на ближайших к ядру оболочках. Ядерные силы с избытком компенсируют электростатическое отталкивание между протонами, входящими в состав атомных ядер.

Представление о величине ядерных сил можно составить, если рассмотреть подробнее вопрос о массах ядер.

Масса ядра меньше суммы масс всех протонов и нейтронов. Разность ΔM между суммой масс протонов ZM_p и нейтронов $(A - Z)M_n$ и массой ядра M_j всегда является положительной величиной. Как известно, между массой и энергией существует неразрывная связь, количественно выражаемая соотношением Эйнштейна $E = Mc^2$, где M — масса, г; c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10}$ см/сек; E — энергия, эрг. Поэтому разность масс ΔM связана с энергией связи всех нуклонов в ядре соотношением $E_{\text{связи}} = c^2 \Delta M$. Для сравнения данных о прочности разных ядер удобнее пользоваться не полной величиной энергии связи, а средней энергией связи одного нуклона в данном ядре, равной $\epsilon = \frac{c^2 \cdot \Delta M}{A}$.

Рассмотрим для примера ядро гелия ${}^4_2\text{He}$, содержащее два протона и два нейтрона. Для этого ядра

$$\Delta M = 2 \cdot 1,007825 + 2 \cdot 1,008665 - 4,002604 = 0,030376.$$

Отсюда, согласно соотношению $E_{\text{связи}} = c^2 \Delta M$, следует, что при образовании 1 г атома (т. е. $6 \cdot 10^{23}$ атомов) гелия из протонов и нейтронов должна выделиться энергия $2,72 \cdot 10^{19}$ эрг = 750 000 квт · ч = 650 млн. ккал, что равно энергии, получаемой при полном сгорании 80 т высококалорийного каменного угля.

В ядерной физике энергию часто выражают в электронвольтах (эв). Один электронвольт равен той энергии, которую приобретает электрон (или другая частица с единичным зарядом), двигаясь под действием ускоряющего поля в 1 в. Заряд электрона равен $4,8 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ. 1 в равен $\frac{1}{300}$ единицы СГСЭ, поэтому $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг. Отсюда легко подсчитать, что энергия, выделяющаяся при образовании одного ядра гелия, равняется 28,1 Мэв (миллионов электронвольт), а средняя энергия связи одного нуклона в ядре гелия приблизительно равна 7 Мэв.

Близки к этой величине и средние энергии связи одного нуклона во всех других ядрах, причем несколько более прочно нуклоны связаны в ядрах элементов, расположенных в середине периодической системы, менее прочно — в ядрах элементов, расположенных в начале и конце периодической системы. Заметим для сравнения, что энергия связи атомов водорода в молекуле водорода H_2 равна 4,5 эв, а наибольшая величина связи электрона с атомным ядром — для ближайшего к ядру электрона в атоме элемента с $Z=100$ — не превышает 0,12 Мэв.

Величина положительного заряда, массовое число и энергия связи не исчерпывают всех характеристик атомного ядра.

Из опытов по исследованию взаимодействия нейтронов с ядрами, радиоактивного распада ядер и других ядерных реакций удалось получить сведения о размерах ядер. Оказалось, что объем ядра пропорционален числу содержащихся в нем нуклонов (A), а потому радиусы ядер R примерно пропорциональны $A^{1/3}$ и приближенно выражаются соотношением $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Протоны и нейтроны подобно электронам обладают моментом количества движения, связанным с вращением вокруг собственной оси, — так называемым спином, причем спин протона и нейтрона, как и спин электрона, равен $s = 1/2 \hbar$. Поскольку ядра состоят из протонов и нейтро-

нов, они также обладают определенным спином, причем ядра с четным числом нуклонов A имеют целый (в единицах постоянной Планка $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек) спин $3/2$, $5/2$ и т. д.). Абсолютное значение суммарного спина — целого или полуцелого — зависит от взаимной ориентации спинов отдельных нуклонов, входящих в состав ядра.

Всякая заряженная частица с зарядом e , массой M и спином s должна вести себя подобно крошечному магниту с моментом, равным $\mu = \frac{se\hbar}{Mc}$. Величина магнитного

момента, получающаяся из приведенного соотношения при подстановке значений спина, заряда и массы электрона, равная $9,28 \cdot 10^{-21}$ эрг/гс, называется магнетон Бора и служит единицей измерения магнитных моментов атомов. Аналогичная величина для протона, меньшая в 1840 раз, чем магнетон Бора, получила название ядерного магнетона и служит единицей измерения магнитных моментов ядер.

Экспериментальная величина магнитного момента электрона очень близка к магнетону Бора, но магнитный момент протона в 2,7935 раза больше ядерного магнетона. Кроме того, было обнаружено, что магнитным моментом обладает и нейтрон, несмотря на то, что у него нет электрического заряда; магнитный момент нейтрона в 1,9135 раза больше ядерного магнетона, а по знаку противоположен моменту протона. Таким образом, магнитные моменты протона и нейтрона аномальны. Эта аномалия связана с внутренними свойствами нуклонов, в частности, с возможностью взаимопревращения протонов и нейтронов.

Будучи составлены из протонов и нейтронов, ядра также обладают определенными магнитными моментами. Величины этих моментов зависят не только от собственных (спиновых) моментов свободных нуклонов, но и от орбитальных магнитных моментов, связанных с круговыми токами, возникающими вследствие движения протонов внутри ядра (нейтроны, будучи электронейтральными, не создают орбитальных магнитных моментов).

Кроме магнитных и механических моментов ядер (ядерных спинов), характеристикой ядерных свойств служат и электрические моменты ядер. Как известно, простейшей системой, которая может быть образована элект-

трическими зарядами, является так называемый диполь, состоящий из двух зарядов разного знака (+ и -), расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Свойства диполя определяются величиной дипольного момента, равного произведению заряда e на расстояние между зарядами r . В ядрах существуют частицы только с положительными (протоны) зарядами, поэтому ядра не обладают статическими дипольными моментами. Лишь в процессе поглощения γ -квантов у ядер возникает динамический дипольный момент, обусловленный тем, что центр распределения электрического заряда ядра приходит в движение относительно центра его тяжести.

Следующей по степени сложности системой электрических зарядов является квадруполь, состоящий из двух равных диполей, расположенных на расстоянии d друг от друга таким образом, что плюс одного диполя направлен вверх, а плюс другого диполя — вниз (рис. 5). Величина квадруполя характеризуется квадрупольным моментом $Q = 2pd$, где p — моменты составляющих квадруполь диполей. Квадрупольный момент пропорционален площади квадруполя rd , поэтому его величина выражается обычно в единицах площади ($см^2$).

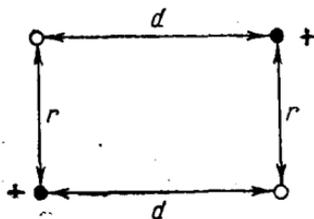


Рис. 5. Квадруполь.

Квадрупольные моменты ядер равняются нулю лишь в том случае, когда общее распределение протонов сферически симметрично, т. е. когда плотность электрического заряда на заданном расстоянии от центра системы одинакова во всех направлениях. Для многих ядер квадрупольные моменты достигают значительных величин; подчас величина rd оказывается близкой к площади геометрического сечения ядра, равного (для сферы) площади круга πR^2 . Величина квадрупольного момента, как и магнитный момент, зависит от характера движения нуклонов в ядре.

Итак, ядро характеризуют: заряд Z , массовое число A , средняя энергия связи нуклона в ядре ϵ , радиус R , спин s , магнитный момент μ и квадрупольный момент

ядра Q . Все эти характеристики были в той или иной мере использованы для построения различных теорий строения ядер, различных ядерных моделей. Сейчас еще не существует такой модели, которая была бы способна объяснить всю совокупность свойств ядер, но различные теории не исключают, а скорее дополняют друг друга. Прежде чем рассматривать некоторые ядерные модели, остановимся на таком важном свойстве атомных ядер, как радиоактивность.

Радиоактивный распад атомных ядер

Явление радиоактивности — самопроизвольное превращение ядер — было открыто в 1896 г. Беккерелем и затем подробно изучено супругами Марией и Пьером Кюри и другими учеными. Всего в природе было обнаружено около сорока радиоактивных изотопов различных элементов с $Z=81-84, 86, 88-92$, являющихся продуктами распада урана, протактиния и тория. В 1934 г. Фредерик и Ирэн Жолио-Кюри открыли явление искусственной радиоактивности, т. е. образование радиоактивных изотопов из устойчивых в результате ядерных реакций, вызванных разными видами излучения.

С тех пор открыто и изучено более 1200 радиоактивных изотопов всех элементов периодической системы Д. И. Менделеева.

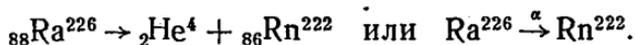
Радиоактивные свойства ядер описываются скоростью радиоактивного распада, видом и энергией испускаемых при распаде частиц.

Скорость радиоактивного распада, т. е. число актов распада в единицу времени, пропорциональна числу наличных радиоактивных ядер. Коэффициент пропорциональности между числом радиоактивных ядер и скоростью их распада обычно обозначается λ и называется константой радиоактивного распада. Обратная величина $\tau = \frac{1}{\lambda}$ имеет размерность времени и называется средней

продолжительностью жизни радиоактивного изотопа. Часто употребляется также величина, называемая периодом полураспада ($T_{1/2}$) и обозначающая продолжительность времени, в течение которого число радиоактивных атомов уменьшается вдвое. Средняя продолжительность жизни τ в 1,44 раза больше периода полураспада.

ло конечного ядра на четыре единицы меньше, чем исходного.

Примером может быть превращение радия в радон, записываемое в виде



Очевидно, что энергия α -частиц при таком распаде однозначно определяется массами исходного и конечного ядра. В самом деле, в приведенном примере выделяющаяся при α -распаде энергия равна:

$$Q_{\alpha} = [\text{Масса Ra}^{226} - (\text{Масса Rn}^{222} + \text{Масса He}^4)] \times c^2.$$

Возникающие при α -распаде α -частица и ядро отдачи (Rn^{222} в нашем примере) разлетаются в противоположные стороны с одинаковыми импульсами, так что суммарный импульс (количество движения) равен нулю как до, так и после распада. В результате энергия распада Q_{α} делится между кинетической энергией α -частицы и ядра отдачи в соотношении, обратном пропорциональному их массам, так что кинетическая энергия α -частицы в рассматриваемом случае равна $E_{\alpha} = \frac{222}{226} Q_{\alpha}$.

Следовательно, если конечное ядро образуется при α -распаде в основном (невозбужденном) состоянии, то энергия α -частиц строго задана и является мерой разности масс исходного и конечного ядер, а также может показывать (при исследовании энергетических спектров α -частиц), какие именно α -активные ядра присутствуют в исследуемой системе.

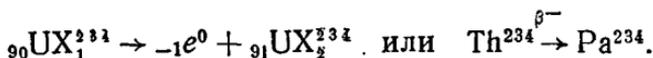
В нашем примере энергия α -частиц при образовании Rn^{222} в основном состоянии 4,777 Мэв. Однако конечное ядро может образоваться не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Тогда в соответствии с законом эквивалентности массы и энергии его масса будет несколько больше, а величина Q_{α} и кинетическая энергия α -частиц — несколько меньше. Возбужденные уровни атомных ядер характеризуются вполне определенными дискретными значениями энергии, поэтому в спектре α -частиц при этом возникает несколько выделенных групп с характерными значениями энергии. Так, при α -распаде Ra^{226} основное состояние Rn^{222} образуется в 94% случаев, примерно в 5,7% случаев энергия α -частиц

равна 4,59 Мэв, а в 0,3% испускаются частицы с энергией 4,33 или 4,17 Мэв, т. е. в 6% случаев образуются ядра Rn^{222} в трех различных возбужденных состояниях.

Бывает и так, что при α -распаде возникают так называемые длиннопробежные α -частицы с энергиями, превышающими энергию распада Q_α . Эти частицы тоже обладают вполне определенными энергиями и испускаются они в тех случаях, когда уже не конечные, а исходные α -активные ядра претерпевают распад, находясь в возбужденных состояниях. Так, например, энергия α -распада изотопа полония Po^{212} (ThC') $Q_\alpha = 8,95$ Мэв. Однако в 0,02% случаев наблюдается испускание длиннопробежных α -частиц с энергией 9,5; 10,4 и 10,54 Мэв, что отвечает трем различным возбужденным состояниям Po^{212} . При изучении свойств α -радиоактивных изотопов было замечено, что с возрастанием энергии испускаемых при распаде α -частиц, меняющейся в природных радиоактивных изотопах немногим более чем вдвое — от 4 до 8,8 Мэв, чрезвычайно сильно возрастает скорость радиоактивного распада. Действительно, периоды полураспада природных α -радиоактивных изотопов меняются в пределах от $3 \cdot 10^{-7}$ сек до 14 млрд. лет, т. е. более чем в 10^{24} раз! Количественно связь между периодом полураспада и энергией α -частиц была еще в 1912 г. установлена законом Гейгера — Нэттола: $\lg T_{1/2} = A - B \lg E_\alpha$ (рис. 6), где A и B — некоторые постоянные. Значительно позднее этот закон был теоретически обоснован Гамовым с помощью квантово-механических представлений о «просачивании» α -частиц сквозь окружающий ядро электрический барьер. Это было первым удачным применением квантовой механики в ядерной физике.

Бета-распад. Испускание β -частиц (β -распад ядер) обусловлено взаимопревращением нейтронов и протонов внутри атомных ядер. В природных радиоактивных изотопах проявляется лишь один вид β -распада — электронный (или β^-) распад, когда ядро выбрасывает электрон за счет превращения одного нейтрона в протон. При этом образуется элемент, отстоящий на одну клетку вправо от исходного в периодической системе, массовое же число ядра не меняется. В качестве примера β -распада природных радиоактивных изотопов можно привести распад изотопа тория Th^{234} с образованием изотопа протактиния Pa^{234} . Подобно большинству природных радиоактивных

веществ эти изотопы имеют еще свои особые названия, данные им до того, как стало общепринятым представление об изотопах. Так, Th^{234} обозначается UX_1 , а Ra^{234} — UX_2 . Этот процесс β -распада можно записать следующим образом:



Казалось бы, при образовании конечного ядра в основном состоянии электроны, подобно α -частицам, должны обладать какой-то определенной характерной энерги-

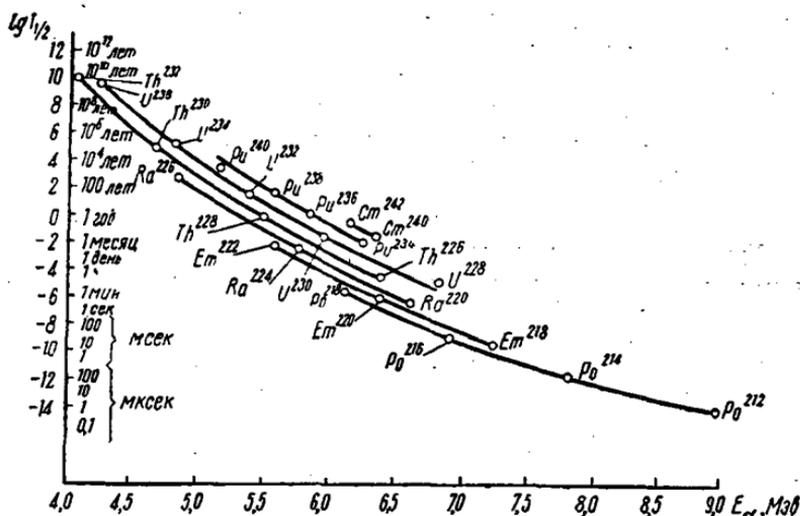
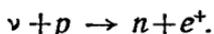


Рис. 6. Связь периода полураспада α -активных природных изотопов с энергией испускаемых ими α -частиц.

ей, а с учетом образования конечных ядер в возбужденных состояниях должно наблюдаться несколько дискретных энергетических групп электронов. Однако при экспериментальном исследовании β -распада было обнаружено, что испускаемые ядром электроны характеризуются сплошным спектром энергий от нуля до некоторой максимальной величины (обычно порядка 1 Мэв), вполне определенной для распада каждого данного изотопа и равной разности полных энергий исходного и конечного ядер.

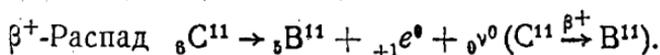
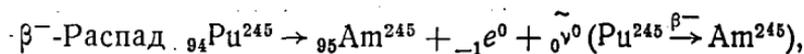
Долгое время оставалось непонятным, куда уходит избыток энергии, когда энергия испускаемого электрона меньше максимальной. Непонятным был и другой факт: спин электрона равен $\frac{1}{2}$, а между тем разность спинов исходных и конечных ядер при β -распаде всегда равна целому числу. Казалось, что при β -распаде нарушаются законы сохранения энергии и момента количества движения. Однако все опытные данные были объяснены в предположении, что при β -распаде, кроме электрона, испускается еще одна частица, названная нейтрино, — электронейтральная, тоже обладающая спином $\frac{1}{2}$. Законы механики не накладывают жестких связей на распределение энергии между электроном, нейтрино и остаточным ядром, и поэтому спектр электронов при β -распаде оказывается сплошным. Прошло почти четверть века с тех пор, как Паули выдвинул предположение о существовании нейтрино до прямого обнаружения этих частиц на опыте по вызываемой ими реакции:



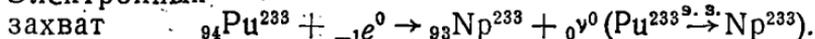
Согласно современным представлениям, при β -распаде наряду с электроном испускается так называемое антинейтрино $\bar{\nu}$, тогда как позитрону при β^+ -распаде сопутствуют нейтрино ν . Масса нейтрино и антинейтрино равняется нулю, и потому эти частицы всегда движутся со скоростью света, причем спин антинейтрино направлен по направлению движения, а спин нейтрино — под углом 180° к этому направлению.

Поскольку при β^- -распаде имеет место превращение нейтронов в протоны, электронная β -активность характерна для изотопов с избытком нейтронов, т. е. для наиболее тяжелых радиоактивных изотопов каждого данного элемента. Все природные β -радиоактивные изотопы характеризуются как раз избытком нейтронов, и потому в опытах с такими изотопами наблюдался лишь β^- -распад. В период ранних работ по исследованию радиоактивности позитроны вообще не были известны. Лишь в 1932 г. их открыл Андерсон. Двумя годами позднее супруги Жолио-Кюри открыли искусственную радиоактивность на примерах ядер N^{13} , Si^{27} , P^{30} (возникших при бомбардировке α -частицами бора, углерода и алюминия соответственно), обладающих дефицитом нейтронов и потому распадающихся с испусканием позитронов (и нейтрино).

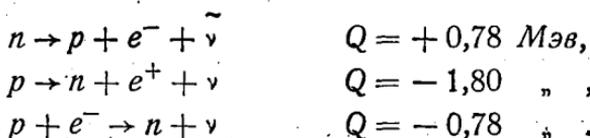
В 1938 г. Альварец обнаружил существование третьей разновидности β -распада — так называемого электронного захвата. Явление это состоит в том, что электрон, находящийся на одной из ближайших к ядру оболочек, захватывается ядром, причем один протон ядра превращается в нейтрон и происходит испускание нейтрино. Очевидно, что как при β^+ -распаде, так и при электронном захвате образуется элемент, отстоящий от исходного на одну клетку влево в периодической системе. Наиболее распространен захват ядра из ближайшей к ядру K -оболочки (см. табл. 1), реже встречается захват из L - и более далеких оболочек. Соответственно обозначению оболочки и электронный захват называется K -захватом, L -захватом и т. д. Приводим пример разных вариантов β -распада:



Электронный



Пример β^+ -распада дан здесь для легкого элемента. И это не случайно: если для легких элементов распространены все три варианта β -распада, то в нейтронодефицитных изотопах тяжелых элементов (т. е. изотопах с недостатком нейтронов) превращение протонов в нейтроны происходит практически только по механизму электронного захвата. Причину такого преобладания электронного захвата можно понять, сопоставив β^- -распад, β^+ -распад и электронный захват для свободных нуклонов:



Очевидно, β^- -распад свободного нейтрона происходит с выделением энергии (тепловой эффект $Q = +0,78 \text{ Мэв}$). Действительно, такой распад наблюдается на опыте. Превращение протона в нейтрон требует затраты энергии, и поэтому оно может осуществляться только внутри

атомных ядер, если такая затрата компенсируется образованием более прочной связи получающегося при радиоактивном распаде нейтрона, чем была у исходного протона. Но при β^+ -распаде нужно на 1,02 Мэв энергии больше, чем для электронного захвата, ведь требуется еще образовать пару позитрон — электрон. Поэтому разница в энергии связи нейтрона и протона оказывается часто достаточной для компенсации энергии электронного захвата, но не β^+ -распада. Так и обстоит дело для огромного большинства известных нейтронодефицитных изотопов тяжелых элементов.

Радиоактивные семейства. Все природные радиоактивные изотопы тяжелых элементов образуют три радиоактивных ряда (семейства): первый начинается с урана (U^{238}) и называется рядом урана, второй начинается с тория (Th^{232}) и называется рядом тория, третий начинается с изотопа урана U^{235} и по одному из членов ряда, изотопу Ac^{227} , называется рядом актиния. В каждом из этих радиоактивных семейств происходит длинная цепь актов α - и β -распада, приводящая в конечном счете к образованию стабильного элемента — свинца: в ряду урана образуется изотоп Pb^{206} (RaG), в ряду тория — Pb^{208} (ThD), в ряду актиния — Pb^{207} (AcD) (рис. 7). Легко понять, что если в ряду распада происходят только α - и β -распады, то массовые числа соседних членов ряда либо различаются на 4 (α -распад), либо одинаковы (β -распад). Поэтому каждый данный изотоп может входить только в какой-то один ряд распада.

Изотопы с массовыми числами $A=4n$ ($n=52-58$) образуют ряд распада тория, изотопы с $A=4n+2$ ($n=51-59$) — ряд распада урана, изотопы с $A=4n+3$ ($n=51-58$) — ряд распада актиния. Ряд распада с массовыми числами $A=4n+1$, речь о котором пойдет ниже, не был обнаружен в природе.

Спонтанное (самопроизвольное) деление. Еще один вид радиоактивного превращения химических элементов был открыт в 1940 г. К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым. Это спонтанное (самопроизвольное) деление атомных ядер. При таком делении, характерном для ядер самых тяжелых элементов периодической системы, образуются два осколка — ядра элементов, расположенных в середине периодической системы, и испускается несколько нейтронов. Деление тяжелых ядер сопровождается значи-

тельным выделением энергии (около 200 Мэв на каждый акт деления). У всех изотопов природных тяжелых элементов процесс спонтанного деления происходит очень редко. Например, испускание α -частиц ядрами U^{238} в 1,8 млн. раз более вероятно, чем их спонтанное деление. Однако по мере перехода к более тяжелым искусственным элементам спонтанное деление становится все более вероятным, и скорость его превышает скорость α -распада.

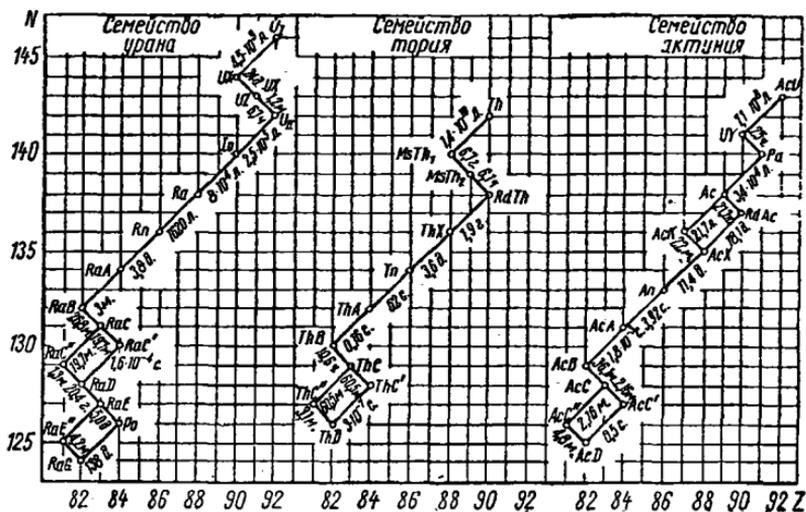


Рис. 7. Радиоактивные семейства урана, тория и актиния. По оси абсцисс отложено число протонов, по оси ординат — число нейтронов в ядрах разных изотопов, входящих в эти три семейства: с. — секунда; м. — минута; ч. — час; д. — день; л. — лет; г. — год.

В тех случаях, когда ядра могут распадаться несколькими параллельными взаимно независимыми путями, можно говорить как об общих величинах констант распада или периодов полураспада, так и о константах распада или периодах полураспада относительно того или иного пути превращения.

Если константа распада по некоторому первому пути λ_1 , по второму λ_2 , по n -му λ_n , то суммарная константа распада $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n = \sum_i \lambda_i$. Чем больше константа распада λ_i , тем сильнее представлен данный способ рас-

пада, вероятность которого $a_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}$. Что же касается периодов полураспада, то для них, очевидно, имеет место такая закономерность: $\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{(T_{1/2})_1} + \frac{1}{(T_{1/2})_2} + \dots + \frac{1}{(T_{1/2})_n} = \sum_i \frac{1}{(T_{1/2})_i}$, т. е. $(T_{1/2})_i = \frac{1}{a_i} T_{1/2}$.

Протонная и двупротонная радиоактивность. Известно, что для устойчивости атомных ядер необходимо, чтобы в ядре было вполне определенное соотношение числа нейтронов и протонов: в легких ядрах нейтронов и протонов должно быть примерно поровну, в тяжелых ядрах, где электростатическое отталкивание между протонами сказывается сильнее, число нейтронов должно примерно в полтора раза превышать число протонов. По мере увеличения числа нейтронов в ядрах любого заданного элемента растет энергия связи протона, т. е. становится все труднее вырвать протоны из этого ядра, и, наоборот, все выгоднее добавить туда новые протоны. В случае же уменьшения числа нейтронов, т. е. при переходе к нейтронодефицитным изотопам энергия связи протона уменьшается и, наконец, может оказаться отрицательной. При этом возникает протонная радиоактивность.

Принципиальная возможность такого вида радиоактивного распада представляется настолько очевидной, что еще Резерфорд принимал вначале α -распад за испускание ядрами протонов. Однако протонную радиоактивность очень трудно наблюдать на опыте — слишком сильный дефицит нейтронов должен быть в ядре, при этом для тяжелых ядер с испусканием протонов будет успешно конкурировать α -распад, а для легких ядер — β^+ -распад. Тем не менее сейчас предприняты довольно широкие поиски протонной радиоактивности.

Для многих нейтронодефицитных ядер четных легких (до олова) элементов должен наблюдаться другой новый вид самопроизвольного превращения — двупротонная радиоактивность. Причина возникновения двупротонной радиоактивности заключается в спаривании в ядре протонов с противоположными спинами. В результате оказывается, что вырвать из ядра сразу пару протонов легче, чем оторвать один от другого. Двупротонная радиоактивность четных элементов должна наблюдаться при меньшем дефиците нейтронов, чем «обычный» их однопротон-

ный распад, и поэтому есть большие надежды раньше обнаружить именно этот новый вид радиоактивности.

Запаздывающие нейтроны и протоны. Мы рассмотрели пять перечисленных в табл. 2 основных типов радиоактивного распада — одноактных элементарных процессов самопроизвольного превращения ядер химических элементов. Возможны и более сложные — двустадийные процессы.

Так, ядро — продукт β^- -распада, возбужденное частью энергии этого распада, может мгновенно испустить нейтрон, который называют запаздывающим, из-за того, что его вылету предшествует довольно длительное существование материнского, β^- -активного ядра. Явление испускания запаздывающих нейтронов было открыто Робертсом, Майер и Вонгом в 1939 г.

Аналогично ядро — продукт β^+ -распада, будучи возбуждено, может мгновенно вслед за своим образованием при β^+ -распаде выбросить протон. Явление испускания запаздывающих протонов было открыто В. А. Карнауховым, Г. М. Тер-Акопяном и В. Г. Субботиным в 1962 г.

Испускание γ -лучей. При изучении природных радиоактивных изотопов наряду с α - и β -частицами был обнаружен еще один вид излучения — γ -лучи, т. е. нейтральное электромагнитное излучение, кванты которого не обладают массой покоя. γ -Лучи невидимы простым глазом и обладают еще (в сотни раз) большей энергией, чем рентгеновские лучи, т. е. они еще более коротковолновые. Испускание γ -лучей, как уже говорилось, не приводит к превращению элементов. Подобно тому, как в атомах переход электрона с одной оболочки на другую, более близкую к ядру (т. е. переход с более высокого энергетического уровня на более низкий), сопровождается испусканием световых квантов с энергией, равной разности энергий двух уровней, так и в ядрах существуют различные возбужденные состояния, различные уровни, переходы между которыми сопровождаются испусканием γ -квантов. Зачастую испускание γ -квантов сопровождает α - или β -распад. Если, например, при испускании α -частиц из основного состояния исходного ядра образуется не основное, а возбужденное состояние конечного ядра, то оно переходит затем в основное с испусканием γ -квантов (рис. 8).

Именно такие случаи приводят к возникновению нескольких групп α -частиц с различной энергией или нескольких групп β -частиц с различной максимальной энергией, если возможен β -распад с образованием не только основных, но и разных возбужденных состояний конечного ядра. Исследование энергетических уровней в ядре представляет большой интерес для построения теории

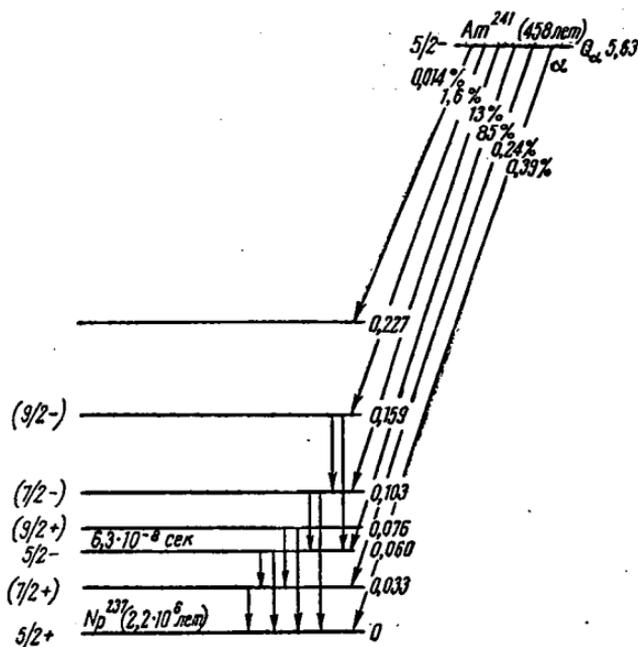


Рис. 8. Схема ядерного перехода при наличии нескольких групп α -частиц и γ -квантов (распад Am^{241}). Энергии даны в Мэв.

ядер. Существенно, в частности, выяснить природу различных возбужденных уровней: возникают они вследствие разных изменений состояния ядра как целого или вследствие переходов отдельных нуклонов из одного состояния в другое, подобно тому, как атомные уровни связаны с переходами отдельных электронов.

Изомерия атомных ядер. Время жизни возбужденных состояний атомных ядер, образующихся при α - или β -распаде радиоактивных изотопов или возникающих в

различных ядерных реакциях, обычно ничтожно мало — порядка 10^{-15} — 10^{-12} сек. Однако в ряде случаев такие состояния могут существовать гораздо дольше (до десятков лет!). По имеющейся терминологии возбужденные состояния стабильных или радиоактивных ядер со временем жизни более 10^{-9} сек называют ядерными изомерами, а само явление существования ядер с одинаковыми зарядами и массовыми числами, но разными механизмами и временем радиоактивного распада — ядерной изомерией.

Говоря о β -распаде природных радиоактивных изотопов, мы уже приводили пример образования Pa^{234} (UX_2) при β -распаде Th^{234} (UX_1). Наряду с UX_2 при таком распаде иногда получается другое возбужденное состояние изотопа Pa^{234} с энергией возбуждения около 0,4 Мэв. Изотоп Pa^{234} испытывает β -распад с периодом полураспада 6,7 ч, тогда как период полураспада возбужденного β -радиоактивного ядра — другой, но тоже достаточно большой — 1,15 мин. Поэтому обнаруженное Ганом в 1921 г. возбужденное состояние Pa^{234} получило самостоятельное название UZ . Таким образом, на примере UX_2 и UZ было впервые установлено существование ядерной изомерии.

Однако среди природных радиоактивных изотопов изомерия Pa^{234} так и осталась единственным примером. Поэтому широкий интерес к ядерной изомерии возник лишь после того, как в 1935 г. И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мысовский и Л. И. Русинов открыли (на примере Br^{80}) изомерию искусственных радиоактивных изотопов. В опытах этих советских ученых было показано, что при облучении нейтронами ядер Br^{79} в результате захвата нейтронов образуются два вида ядер Br^{80} . Часть этих ядер испытывает β -распад с периодом полураспада 18 мин и образует изотоп K^{80} , другая часть (изомерные ядра) испускает γ -лучи с периодом полураспада 4,4 ч. При этом в результате испускания γ -лучей ядра изомера (обозначаемого индексом m , что значит метастабильный, неустойчивый, например ${}_{35}\text{Br}^{80m}$) превращаются в ядра основного изотопа Br^{80} .

К настоящему времени известно уже более двухсот пятидесяти изомеров стабильных или радиоактивных ядер. Существуют два вида распада изомеров. В одном случае ядра изомера распадаются тем же способом, что

и ядра основного изотопа (например, β^- - или β^+ -распад, электронный захват), однако с другим периодом полураспада и другой энергией испускаемых частиц. Другой, более распространенный вид изомерии состоит в том, что ядра изомера, испускающая γ -лучи, превращаются в ядра основного изотопа. Иногда сочетаются оба вида распада изомерных ядер. Например, изомер Pa^{234m} (U_Z) изредка (в 0,12% случаев) вместо β^- -распада (в U^{234}) испускает γ -лучи и превращается в основной изотоп Pa^{234} (U_{X_2}).

Время жизни возбужденных состояний атомных ядер, излучающих γ -кванты, возрастает с уменьшением разности энергии и с увеличением разности спинов ядра в исходном (до излучения) и конечном состояниях. Поэтому изомерия атомных ядер особенно распространена в тех ядрах, для которых спины основного и низшего возбужденного состояний сильно различаются. Отсюда возникают возможности применения ядерной изомерии для определения изменения спинов ядер при их возбуждении, т. е. для выяснения природы возбужденных уровней.

Внутренняя конверсия. С испусканием ядрами γ -квантов (и, в частности, с изомерными переходами) связана так называемая внутренняя электронная конверсия. Этот процесс состоит в том, что возбужденное ядро, не излучая γ -квантов, непосредственно передает свою энергию электрону одной из ближайших к ядру оболочек, вследствие чего электрон вырывается из атома. Вероятность конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии α , равным отношению числа превращений с испусканием электронов к числу превращений с испусканием γ -квантов. Иногда при этом подразделяются конверсионные переходы с вырыванием электронов из K -, L - и других оболочек (коэффициенты конверсии α_K , α_L и т. д.).

После внутренней конверсии возникает вторичное излучение характеристических рентгеновских лучей и оптических спектральных линий из-за того, что какой-то из электронов атомных оболочек перешел на освободившееся вблизи ядра место, другой электрон — на место первого «перебежчика» и т. д.

Ясно, что внутренняя конверсия не приводит к превращению ни элементов, ни изотопов, ибо она не сопровождается каким-либо изменением состава ядра.

Ядерные модели

Среди различных моделей ядра для нас представляют особый интерес капельная, оболочечная и обобщенная ядерные модели, поскольку именно эти модели чаще всего привлекаются для истолкования свойств ядер новых элементов.

Капельная модель ядра. Капельная модель была разработана главным образом Я. И. Френкелем и Н. Бором и оказалась особенно удобной для описания деления тяжелых ядер. Эта модель основана на представлениях о сходстве свойств ядра со свойствами жидкой капли. Такая аналогия не покажется удивительной, если вспомнить, что объемы ядер пропорциональны числу содержащихся в ядрах нуклонов и что средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, имеет в разных ядрах довольно близкие значения.

Таким образом, становится возможным говорить о своеобразном ядерном веществе, обладающем определенной плотностью. Как из молекул жидкости можно построить капли разной величины, так и из ядерного вещества могут быть построены различные ядра. Известно, что вследствие наличия поверхностного натяжения жидкая капля всегда стремится принять форму с наименьшей при данном объеме поверхностью — сферическую форму. Такое же «поверхностное натяжение» должно проявляться и у атомных ядер. Однако в ядрах есть добавочное явление, которого нет в капле обычной жидкости, а именно электростатическое взаимоотталкивание протонов. Вследствие этого отталкивания протоны стремятся разойтись подале друг от друга, вытянуть сферическое ядро в эллипсоид, разорвать это ядро. Итак, основой для расчетов по капельной модели служит конкуренция между поверхностным натяжением ядерной «жидкости» и электростатическим отталкиванием протонов. Протоны являются одним из компонентов ядерной «жидкости», разбавленным другим компонентом — нейтронами, несколько экранирующими действие электростатических сил.

Расчеты, основанные на капельной модели, дали следующую формулу для средней энергии связи одного нуклона в ядре:

$$\epsilon = \frac{E_{\text{связи}}}{A} = a - b \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 - cA^{-1/3} - \frac{3}{5} \frac{e^2}{R} \cdot \frac{Z^2}{A},$$

причем удовлетворительное согласие с экспериментом достигается при значениях a , b и c 14; 19,3; 13 Мэв соответственно; $R = 1,45A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см.

Слагаемое $-cA^{-1/3}$ описывает поверхностное натяжение, последний член формулы — электростатическое отталкивание протонов. Формула отражает, в частности, тот факт, что среди легких ядер наиболее устойчивы ядра с равным числом нейтронов и протонов, т. е. $N=Z$; в тяжелых ядрах, где сильнее проявляется отталкивание протонов, максимум устойчивости смещается примерно до $N=1,5Z$.

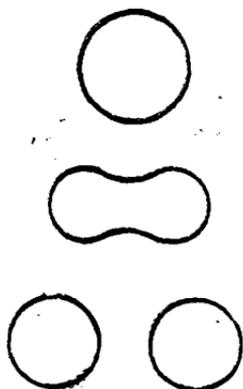


Рис. 9. Деление ядерной «капли».

С помощью этой формулы можно грубо оценить, какие изотопы элемента с данным Z наиболее устойчивы. Изотопы с большим N , т. е. с избытком нейтронов, должны проявлять тенденцию к β^- -распаду, а изотопы с меньшим числом, т. е. с недостатком нейтронов, — к β^+ -распаду или электронному захвату. α -Распад изотопов с $\frac{N}{Z} > 1$ ведет к увеличению отношения $\frac{N}{Z}$, хотя и не столь резко,

как β^+ -распад или электронный захват. Поэтому α -распад обычно происходит у изотопов, расположенных между β^- -активными «тяжелыми» изотопами и «легкими» изотопами, испытывающими электронный захват или β^+ -распад.

Особенно удачной оказалась попытка применить капельную модель для объяснения деления ядер, предпринятая непосредственно после открытия исследователями Ганом и Штрассманом деления нейтронами ядер урана (1939 г.).

Представим себе, что захват нейтрона приводит к деформации сферического ядра (рис. 9). В ядерной «капле» при такой деформации может образоваться перетяжка и дальнейшая судьба ядра (разделится оно или восстановит первоначальную форму) зависит от того, что будет преобладать: действие электрического отталкивания или поверхностного натяжения.

Для простоты примем, что перетяжка разделила ядро на две одинаковые половины. Тогда, если заряд исходного ядра Z , заряд каждой половины будет $\frac{Z}{2}$. Обозначим расстояние между центрами двух половин ядерной капли r . Тогда силы электрического отталкивания между двумя половинами ядерной капли будут равны $\left(\frac{Ze}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{r^2}$, где e — заряд одного протона, равный $4,8 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ.

Сила поверхностного натяжения, стремящаяся восстановить сферическую форму ядерной «капли», равна $2\pi r\sigma$, где σ — поверхностное натяжение. Условие, соответствующее делению ядра, когда силы электрического отталкивания становятся равными силам поверхностного натяжения, выражается соотношением $\frac{Z^2}{r^3} = \frac{8\pi\sigma}{e^2}$.

Поскольку расстояние между центрами двух половинок r пропорционально радиусу исходного ядра R , то очевидно, что r^3 пропорционально R^3 , т. е. объему исходного ядра. Между тем объем исходного ядра определяется числом заключенных в нем протонов и нейтронов, т. е. массовым числом A . Следовательно, способность ядра к делению должна определяться отношением квадрата заряда ядра к его массовому числу. Это соотношение $\frac{Z^2}{A}$ иногда называют параметром деления. Чем больше параметр деления, тем более способно данное ядро к делению. Действительно, делятся ядра самых тяжелых элементов системы Менделеева.

Деформация ядерной капли может произойти не только в результате захвата нейтронов, но и вследствие наличия внутренних колебаний. Поэтому из теории следовала возможность спонтанного (самопроизвольного) деления неустойчивых тяжелых ядер.

Капельная модель ядра, давая правильное качественное описание общей картины прочности ядер, процессов деления, роли соотношения числа нейтронов и протонов в радиоактивных превращениях, совершенно не объясняет, однако, других существенных фактов. Так, например, уже давно было замечено, что более стабильными являются четно-четные (чч) ядра, т. е. ядра, у которых число протонов Z и число нейтронов N четные; менее стабиль-

ны четно-нечетные (чн) ядра (с четным Z и нечетным N) и нечетно-четные (нч) ядра (с нечетным Z и четным N), вообще нестабильны — за исключением четырех ядер (${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$) — нечетно-нечетные (нн) ядра.

В приведенной выше формуле средней энергии связи одного нуклона в ядре этот факт выражается прибавлением дополнительного члена δ , равного $+\frac{33,5}{A^{1/4}}$ Мэв

для чч, нулю для нч и чн и $-\frac{33,5}{A^{1/4}}$ Мэв для нн ядер.

Примером особой прочности четно-четных ядер является ядро гелия ${}^2_2\text{He}^4$, для которого средняя энергия связи на один нуклон $\varepsilon \approx 7$ Мэв, тогда как для других легких ядер (Li, Be, B и т. д.) величина ε составляет лишь 5—6 Мэв.

Устойчивость ядер с четными Z и N заставляет вспомнить о принципе Паули, которому должны подчиняться как протоны, так и нейтроны, входящие в состав ядер. При размещении протонов или нейтронов на разных энергетических уровнях каждый уровень может быть занят парой нейтронов или парой протонов со спинами $+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$. Поэтому в четно-четных ядрах происходит компенсация спинов нуклонов и суммарный спин таких ядер равен нулю, так же как магнитный и квадрупольный моменты.

Особая прочность четно-четных ядер привела к предположению о так называемом α -частичном строении ядер. Согласно этому предположению, основным «строительным материалом» сложных ядер являются α -частицы, помимо которых в ядрах может быть не более одного протона, а также то или иное количество нейтронов. Однако α -частичная модель оказалась примитивной и применимой лишь к очень небольшому числу легких ядер.

Оболочечная модель ядра. Представления об оболочечной структуре ядер возникли и развились благодаря систематизации свойств большого числа (свыше 1500) известных сейчас устойчивых и радиоактивных ядер, т. е. благодаря распространению метода, примененного в свое время Д. И. Менделеевым к элементам (атомам), на атомные ядра. Систематическое изучение свойств атомных ядер привело к выводу, что в атомных ядрах суще-

ствуют определенные протонные и нейтронные оболочки, подобно тому, как в атомах существуют электронные оболочки. Ядра с заполненными оболочками обладают особенно устойчивой структурой, и это проявляется во многих свойствах таких ядер. Числа нейтронов и протонов, отвечающие заполненным оболочкам, получили название магических (или особых) чисел.

Наиболее ярко проявляются особые числа при Z или N , равных 2, 8, 20, 50, 82 и 126. Ядра с такими особыми значениями Z или N характеризуются повышенной устойчивостью и распространенностью. Например, изотопы со 126 нейтронами имеются у восьми элементов — от ртути (80) до франция (87); у них особенно малы квадратурные моменты и энергии присоединения добавочных нуклонов; так, для ядра ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ($Z=82$, $N=126$) энергия присоединения p и n равна 5 Мэв, а для соседних ядер — 7 Мэв. Ядра с особыми значениями N характеризуются очень малыми вероятностями присоединения к ним нейтронов. Радиоактивные ядра с $N=126$ обладают очень большими периодами полураспада, а ядра с $N=128$, превращающиеся при α -распаде в ядра с особым значением N , имеют наименьшие периоды полураспада.

Существование периодов заполнения ядер нейтронами и протонами и особые свойства структур с Z или N , равными 20, 50 и 82, были впервые отмечены в 1933—1934 гг. С тех пор появилось большое количество работ, посвященных новым доказательствам специфики ядер с особыми значениями Z и N и теоретическим обоснованиям особых чисел. Ясно, что капельное ядро не имеет ничего похожего на оболочечную структуру и что теория ядерных оболочек должна основываться на существенно других предположениях, чем теория «жидкого» ядра.

В самом деле, в капельной модели рассматриваются свойства ядерного вещества как единого целого и не учитывается поведение отдельных нуклонов в ядре, тогда как теория ядерных оболочек исходит из разности свойств отдельных ядерных нуклонов, расположенных в различных оболочках.

В предыдущей главе мы рассмотрели строение электронных оболочек в атомах и последовательность их заполнения. Все расчеты этой последовательности основаны на известном характере сил взаимодействия между электронами и атомными ядрами. Это электростатиче-

ские силы притяжения разноименных зарядов. Они описываются законом Кулона. При расчете последовательности заполнения ядерных оболочек возникает существенная трудность, связанная с отсутствием определенных сведений о характере ядерных сил, действующих между нуклонами. Известно только, что эти силы действуют на очень малом расстоянии (называемом радиусом дейст-

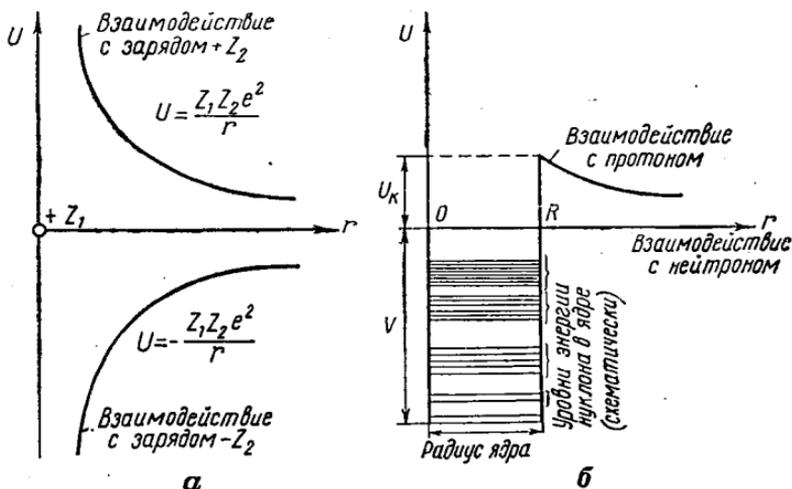


Рис. 10. Графики энергии взаимодействия:

а — двух электрических зарядов в зависимости от расстояния между ними; б — ядра с отдельным нуклоном. V — глубина «потенциальной ямы»; U — потенциальная ($U_{\text{к}}$ — кулоновская) энергия взаимодействия.

вия ядерных сил) и быстро исчезают за его пределами. Поэтому во многих задачах ядерной физики используется предположение, что энергия ядерного взаимодействия между нуклонами постоянна по всему объему ядра и полностью отсутствует за его пределами.

Различие электростатического и ядерного взаимодействий можно проиллюстрировать рис. 10.

Рассмотрим рис. 10, б. На расстояниях, превышающих радиус ядра R , можно считать, что ядерного взаимодействия нет. Поэтому потенциальная энергия системы нейтрон — ядро на таких расстояниях равняется нулю; для системы протон — ядро эта энергия определяется только электростатическим отталкиванием одноименных

зарядов и потому положительна. На расстояниях, меньших радиуса ядра, вступают в действие мощные ядерные силы притяжения, удерживающие нейтроны и протоны в ядрах. Поэтому потенциальная энергия становится сразу отрицательной по знаку и весьма большой по абсолютной величине (V). В самом деле, для того чтобы вырвать нейтрон или протон из ядра, надо затратить большую энергию; приближенно считается, что такая величина потенциальной энергии сохраняется по всему объему ядра, т. е. на всех расстояниях от центра ядра, меньших радиуса ядра.

Таким образом, как это видно из рис. 10, б, ядро представляет собой как бы прямоугольную «потенциальную яму», в которой и находятся ядерные протоны и нейтроны.

Уравнения квантовой механики приводят к выводу, что и в такой прямоугольной яме нуклоны могут обладать не любыми, а лишь вполне определенными, квантованными значениями энергии. В этом смысле поведение нуклонов в ядре оказывается аналогичным поведению электронов в атоме: в обоих случаях происходит последовательное заполнение различных энергетических уровней, различных оболочек — вначале ниже расположенных, т. е. отвечающих более прочной связи нуклонов в ядре (или электронов с атомным ядром), а затем более высоких уровней. Однако последовательность заполнения уровней, т. е. последовательность перехода от более низких уровней к более высоким, оказывается в ядрах иной, чем для электронов в атомах. Поэтому «магические» числа, характеризующие число нейтронов или протонов во всех заполненных нуклонных оболочках (2, 8, 20, 50, 82 и 126), оказываются иными, чем номера элементов, которые заканчивают периоды системы Д. И. Менделеева (2, 10, 18, 36, 54, 86), характеризующие число электронов во всех заполненных электронных оболочках.

Основным отличием состояний отдельных нуклонов в ядре от состояний отдельных электронов в атоме является то, что в ядре энергия нуклона с заданным орбитальным моментом l существенно зависит от того, как ориентирован спин нуклона: параллельно или антипараллельно направлению орбитального момента. В первом случае полный момент нуклона $j=l+\frac{1}{2}$, во втором случае

$j = l - \frac{1}{2}$, причем уровень с параллельными спином и орбитальным моментом располагается существенно (порой на несколько мегаэлектронвольт) ниже уровня с $j = l - \frac{1}{2}$. Различие в энергиях таких двух уровней с одинаковыми значениями l возрастает с ростом l , поэтому, начиная с $l=4$ (g -состояние), эти уровни попадают в разные оболочки.

Таким образом, при заполнении ядерных оболочек решающую роль играет величина не орбитального момента нуклона l , а его полного момента j . В состоянии с данным значением j может находиться $2j+1$ нейтронов и $2j+1$ протонов, различающихся по величине проекции полного момента на произвольно выбранную в пространстве ось: $+j, +(j-1), \dots, 0, \dots, -(j-1), -j$. Подобно тому, как при заполнении электронных уровней в атоме каждое данное значение l вновь воспроизводится при переходе от одного значения главного квантового числа n к другому, так и в ядре состояния с данными значениями l и j появляются несколько раз. Это выражается номером (1, 2, 3, ...), стоящим перед символом, характеризующим значение орбитального момента l . Полный момент j обозначается индексом, стоящим справа внизу под обозначением l .

Последовательность заполнения ядерных оболочек выглядит следующим образом. Первые два нуклона (нейтрона или протона) заполняют состояние $1s_{\frac{1}{2}}$, которому соответствует «магическое» число 2. Следующие шесть нейтронов или протонов заполняют уровни $1p_{\frac{3}{2}}$ (четыре нуклона) и $1p_{\frac{1}{2}}$ (два нуклона); в сумме мы получаем «магическое» число 8. Далее следуют уровни $1d_{\frac{5}{2}}$ (шесть нуклонов каждого вида), $1d_{\frac{3}{2}}$ (четыре нуклона) и $2s_{\frac{1}{2}}$ (два нуклона) — всего, таким образом, в третьей оболочке содержится по двенадцать, а в первых трех оболочках — по двадцать нейтронов и протонов. В четвертую оболочку попадают уровни $1f_{\frac{7}{2}}$, $1f_{\frac{5}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}$ и $2p_{\frac{1}{2}}$, содержащие все вместе по двадцать нейтронов и протонов. Но в этой же оболочке оказывается и уровень $1g_{\frac{7}{2}}$, «вмещающий» десять нуклонов каждого вида. В результате в первых четырех оболочках размещается по 50 нейтронов и протонов. Уровень $1g_{\frac{7}{2}}$, для которого орби-

тальный момент $l=4$, а полный момент $j=l-1/2=7/2$, попадает уже в следующую, пятую оболочку (рис. 11).

Наряду с ярко выраженными особыми свойствами ядер с магическими значениями Z и N иногда проявляются и подоболочки: например, заполнение уровня $1f_{7/2}$ (Z или $N=28$) или среди тяжелых ядер состояние с $N=152$. Ядра с заполненными подоболочками, хотя и в меньшей степени, чем магические ядра, также отличаются от соседних по своим энергиям связи и некоторым другим свойствам.

Для проверки и дальнейшего развития оболочечной модели ядра большой интерес представляют опыты по исследованию различных свойств ядер, например механического, магнитного и квадрупольного моментов, радиоактивного распада, точных значений их масс.

Поскольку в четно-четных ядрах моменты отдельных нуклонов взаимно компенсируются, общие величины моментов четно-нечетных и нечетно-четных ядер определяются моментом количества движения избыточного «нечетного» нейтрона или протона. Между тем величина это-

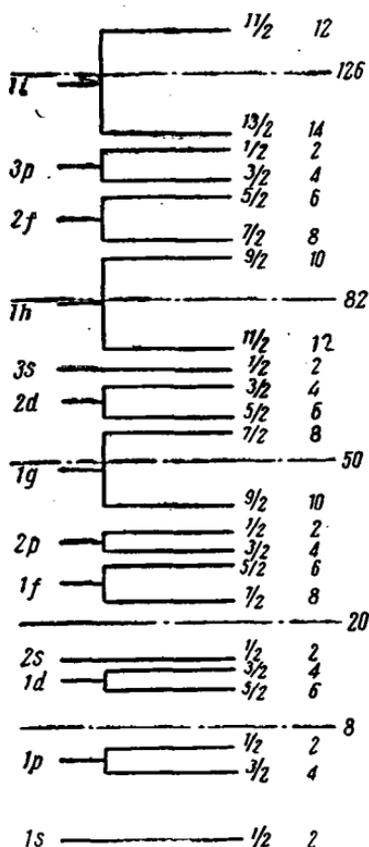


Рис. 11. Примерная схема последовательности заполнения ядерных оболочек. Слева обозначены орбитальные моменты нуклонов и номера уровней с данными орбитальными моментами; справа — полные моменты нуклонов $j=l+1/2$ и $j=l-1/2$; затем числа нуклонов каждого сорта $(2j+1)$, которые могут поместиться (на основании принципа Паули) на уровне с данным значением j . Пунктирными линиями отделены заполненные оболочки. Числа возле пунктирных линий указывают количество протонов или нейтронов во всех заполненных оболочках.

го момента нуклона зависит от того, в какой оболочке и на каком уровне он находится. Поэтому измерение величин ядерных моментов ряда соседних ядер дает возможность определить, какой именно уровень в этих ядрах находится в стадии заполнения.

Точные значения масс ядер позволяют определить энергию связи нуклонов и тем самым установить, в каких ядрах эта энергия особенно мала или особенно велика. Как уже указывалось, энергия связи нуклонов особенно велика в магических ядрах и особенно мала в ядрах, соседних с магическими. Поэтому измерения масс и энергий связи сыграли существенную роль в определении магических чисел и формировании представлений о ядерных оболочках.

Связь радиоактивных свойств ядра с его оболочечной структурой может быть наглядно показана на примере α -распада. Из рис. 12 видно, что одноименно заряженные частицы из-за кулоновского отталкивания могут свободно входить в ядро или выходить из него лишь тогда, когда их энергия превышает максимальную высоту кулоновского потенциального барьера, равного $U_{\kappa} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R+r}$, где $Z_1 e$

и $Z_2 e$ — заряды ядра и частицы; R и r — их радиусы соответственно. Если же энергия заряженных частиц меньше высоты этого барьера, то рассчитываемая по законам квантовой механики вероятность «просачивания» частиц в ядро или из ядра сквозь барьер оказывается весьма малой и вдобавок чрезвычайно быстро убывает с увеличением длины «туннеля» в барьере, по которому надо пройти частице. Длина такого туннеля может возрастать либо с уменьшением энергии частицы при данном радиусе ядра, либо с уменьшением радиуса ядра при данной энергии частицы. Оба таких варианта удлинения «туннеля» показаны на рис. 12. При уменьшении энергии от E до E' путь в «туннеле» удлиняется от bc до de , а при уменьшении радиуса от R до R' путь удлиняется от bc до ac .

Резкое уменьшение вероятности вылета α -частиц из ядра с уменьшением их энергии находит свое отражение в законе Гейгера — Нэттола. Увеличение периода полураспада с уменьшением радиуса ядра приводит к особенно большой продолжительности жизни α -радиоактивных «магических» ядер, поскольку эти ядра отличаются

от других своей повышенной плотностью, т. е. пониженными радиусами. Поэтому исследование способности ядер к α -распаду, а также других радиоактивных свойств ядер помогает выяснить вопрос о ядерных оболочках.

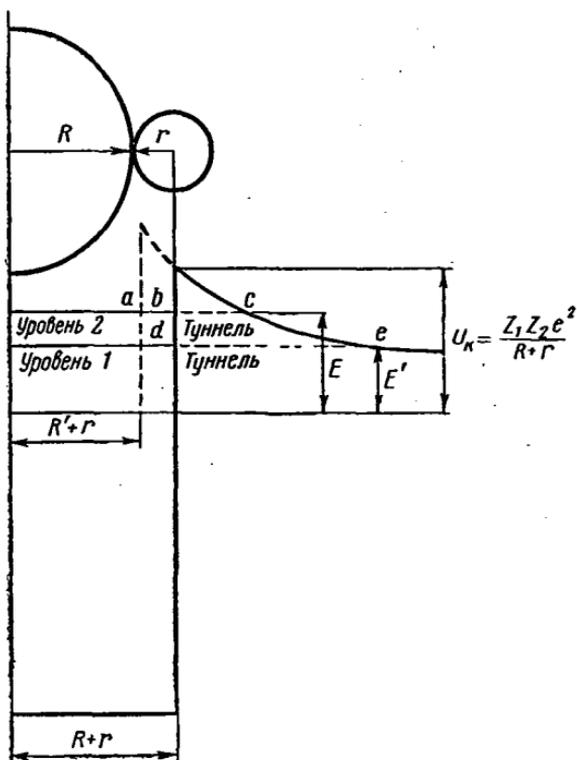


Рис. 12. «Туннельный» переход.

Обобщенная модель ядра. Оболочечная модель ядра дала объяснения «магическим» числам, последовательности и свойствам уровней легких ядер, но эта модель далеко не всеобъемлюща. Она применима главным образом для легких ядер и притом лишь к основным или относительно слабо возбужденным состояниям. По мере перехода к более тяжелым ядрам применимость оболочечной модели становится все более узкой и ограничивается «магическими» ядрами и их ближайшими соседями.

Дело в том, что рассмотрение ядерных уровней, используемое в оболочечной модели, основывается на предположении о сферической форме ядер. Между тем опыты показывают, что среди тяжелых ядер только «магические» и близкие к ним обладают сферической формой, другие же ядра представляют собой более или менее вытянутые сигарообразные эллипсоиды вращения. Даже в сферических ядрах распределение электрического заряда отнюдь не всегда бывает сферически симметричным: мерой отклонения от такой симметрии служат квадрупольные моменты ядер. Тем более отличается от сферической симметрии распределение заряда в несферических ядрах, а потому их квадрупольные моменты особенно велики и подчас во много раз превышают геометрическую площадь поперечного сечения ядра $\pi \bar{R}^2$ (где \bar{R} — средний радиус ядра).

Большой квадрупольный момент ядра уже сам по себе служит определенным доводом в пользу несферичности его формы. Еще более прямые доказательства такой несферичности были получены при исследовании низших возбужденных уровней ряда тяжелых ядер.

Несферическое ядро оказывается геометрически во многих отношениях подобно двухатомной молекуле, причем ось вращения ядра — эллипсоида (вдоль направления его вытянутости) играет роль оси, соединяющей два атома в молекуле. Известно, что вращательная энергия двухатомной молекулы может принимать лишь определенные, квантованные значения, определяющиеся полным механическим моментом молекулы и ее моментом инерции. Зная энергию возбуждения первого вращательного уровня и механические моменты основного и возбужденного состояний, можно вычислить момент инерции молекулы и затем предугадать энергии всех остальных вращательных уровней. Таким способом О. Бору в 1952 г. удалось расшифровать многие уровни возбуждения тяжелых атомных ядер, что явилось доказательством вращательной природы этих уровней и отсутствия сферической симметрии форм этих ядер.

Рассмотрение данных о квадрупольных моментах и вращательных возбужденных уровнях атомных ядер позволило прийти к выводу, что отклонение от сферической формы наиболее характерно для ядер с массовыми числами $A=150-190$ и $A>220$. В первой из этих областей

(элементы примерно от неодима до осмия) несферичность нарастает по мере удаления от «магических» чисел $Z=50$ и $N=82$, достигает максимума и далее с приближением к следующим «магическим» числам $Z=82$ и $N=126$ вновь убывает. Во второй области (элементы тяжелее радия) рост несферичности связан с удалением от «магических» чисел 82 и 126 в сторону больших Z и N . Сами «магические» ядра, как уже говорилось, сферические, их квадрупольные моменты малы, а вращательные уровни возбуждения для них отсутствуют.

Размеры сферического ядра полностью характеризуются его радиусом R , для несферического же ядра необходимо дать три характеристики: средний радиус \bar{R} , а также большую (вытянутую) c и малую a полуоси эллипсоида вращения (причем $a^2c = \bar{R}^3$). Мерой отклонения от сферической формы служит отношение $\frac{c-a}{R}$, которое равно нулю для сферических ядер и достигает нескольких десятых для наиболее вытянутых ядер.

В несферических ядрах энергия того или иного нуклона определяется уже не его полным моментом j , а проекцией этого момента на ось вращения ядра. Поэтому здесь нельзя говорить о группах из $2j+1$ «одинаковых» нейтронов или протонов, расположенных на одном из группирующихся в оболочки уровней с тем или иным значением j . Каждая пара нейтронов или протонов с определенным значением проекции полного момента j на ось вращения ядра (от $\pm j$ до $\pm 1/2$) оказывается теперь сама по себе подобием замкнутой оболочки, суммарный спин и магнитный момент которой равны нулю.

Уровни вращательного возбуждения ядра обусловлены изменением формы ядерной поверхности. Но деформация ядерной поверхности тесно связана с движением отдельных нуклонов в ядре. Смысл обобщенной модели ядра как раз и состоит в том, что непосредственное взаимодействие нуклонов друг с другом считается слабым по сравнению с таким косвенным их взаимодействием, когда изменение состояния одного из ядерных нуклонов, т. е. изменение характера его движения влечет за собой деформацию ядерной поверхности, а эта деформация приводит в свою очередь к изменению состояний других нуклонов.

Из положения границ области несферических ядер следует, что к их числу относятся все ядра заурановых элементов. Именно по этой причине мы остановились на обобщенной модели атомных ядер. Применение этой модели позволяет понять происхождение многих уровней возбуждения ядер заурановых элементов; правильно вычислить магнитные моменты ряда таких ядер. Но наиболее существенно для нас то, что обобщенная модель дала возможность истолковать такие особенности деления тяжелых ядер, которые оставались совершенно непонятными в рамках капельной модели.

Опыт показывает, что способность ядер к делению отнюдь не обладает монотонной зависимостью от параметра $\frac{Z^2}{A}$. Четно-четные ядра делятся легче, чем соседние с ними четно-нечетные, причем не только по сравнению с более легким соседним ядром, для которого параметр $\frac{Z^2}{A}$ больше, но и с более тяжелым, обладающим меньшим значением $\frac{Z^2}{A}$. Как мы увидим дальше, такое различие между четными и нечетными ядрами проявляется особенно сильно при спонтанном делении.

В грубо наглядном приближении различие способности четно-четных и нечетных ядер к делению можно описать, полагая, что размеры четно-четных ядер как более прочных и более плотно упакованных оказываются несколько меньшими, чем у нечетных ядер. Правда, такое предположение противоречит «духу» капельной модели, но не в большей степени, чем введение упомянутого выше дополнительного члена δ в формулу для энергии связи. Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$ записывается в этом виде лишь в предположении, что объем ядра пропорционален числу нуклонов A . Вообще же, как мы видели, характеристикой способности к делению служит отношение $\frac{Z^2}{R^3}$, где R — радиус ядра с зарядом Z . Уменьшение размеров ядра при данном A действует, следовательно, так же, как и уменьшение A : параметр деления возрастает. Поэтому четно-четные ядра, обладающие меньшими R , делятся легче нечетных. Подобное объяснение является, однако,

сугубо качественным и не может претендовать на подлинное описание особенностей деления различных ядер. Есть и другие свойства деления, вовсе необъяснимые с помощью капельной модели ядра.

Основная идея применения к делению обобщенной модели состоит в том, что деформированное возбужденное делящееся ядро рассматривается по аналогии с ядрами, имеющими уже в основном состоянии несферическую форму и представляющими собой вытянутый эллипсоид вращения. Раньше считалось, что делящееся ядро находится в столь сильно возбужденном состоянии, когда отдельные уровни возбуждения уже неразличимы. Согласно представлениям обобщенной модели, львиная доля энергии возбуждения при делении затрачивается на изменение формы ядра и переход от сферической формы к несферической и лишь небольшой избыток энергии расходуется на возбуждение образовавшегося несферического ядра, переход с основного на сравнительно низко расположенные и четко разделенные вращательные уровни.

В общем случае деформация ядра сказывается, как мы уже говорили, и на состоянии отдельных нуклонов. Но в четно-четных ядрах каждая пара нейтронов или протонов — это замкнутая группа с нулевым спином и такое взаимокompенсированное состояние пар нуклонов сохраняется и при деформации. Поэтому никакой дополнительной энергии на возбуждение разных уровней отдельных нуклонов в ядре не требуется. В случае же нечетного ядра при деформации меняется и состояние лишнего, нечетного нуклона, но это требует дополнительного расхода энергии, поэтому деление оказывается несколько затрудненным.

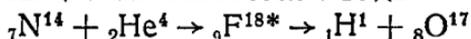
Ядерные реакции

Мы рассмотрели коротко основные характеристики ядер и некоторые представления об их строении, которые могут понадобиться для понимания свойств атомных ядер искусственных элементов. Эти элементы получают при бомбардировке заряженными частицами или нейтронами тех или иных ядер ранее известных элементов. Для объяснения путей получения новых элементов мы должны еще привести основные сведения о ядерных реакциях и об установках, позволяющих получать мощные потоки заряженных ядерных частиц и нейтронов.

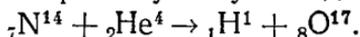
Говоря о радиоактивности, мы уже касались ядерных превращений, но таких, которые происходят с одним ядром в силу его внутренней неустойчивости, без внешнего воздействия. Под ядерными реакциями понимаются превращения, происходящие с ядрами вследствие того, что на них воздействуют попадающие извне другие ядерные частицы или какие-либо излучения.

В качестве примера рассмотрим первую из наблюдавшихся ядерных реакций — превращение азота в кислород в результате бомбардировки азота α -частицами (Резерфорд, 1919).

Поглотив α -частицу ${}_2\text{He}^4$, исходное ядро азота ${}_7\text{N}^{14}$ на какое-то короткое время превращается в так называемое промежуточное ядро (в данном случае ${}_9\text{F}^{18}$), находящееся в возбужденном состоянии, потому что при его образовании высвобождается энергия связи He^4 с N^{14} и, кроме того, в энергию возбуждения переходит и часть кинетической энергии бомбардирующих α -частиц. Затем промежуточное ядро распадается с образованием конечных продуктов взаимодействия — протонов и ядер ${}_8\text{O}^{17}$. Уравнение реакции записывается в виде



(звездочка означает ядро в возбужденном состоянии) или, если опустить промежуточную стадию:



Поскольку составные части ядер (нуклоны) не образуются и не уничтожаются в ядерных реакциях, сумма верхних и нижних индексов в правой и левой частях одинакова.

Часто применяется сокращенная запись ядерных реакций. Для приведенного примера: $\text{N}^{14} (\alpha, p) \text{O}^{17}$. В сокращенной записи индексы внизу, обозначающие Z , не пишутся, ибо атомные номера заданы химическими символами. В скобках до запятой пишется символ бомбардирующей частицы (в данном случае это α -частица), после запятой — символ образующейся легкой частицы или частиц (в данном случае это протон, p).

Сечение ядерной реакции. Мы видели, что скорость радиоактивного распада характеризуется средней продолжительностью жизни τ данного радиоактивного изотопа или обратной величиной — константой радиоактивного распада λ , имеющей размерность обратного времени, например $1/\text{сек}$. Точно так же скорость ядерной реак-

ции можно охарактеризовать средней продолжительностью времени от начала бомбардировки данного ядра теми или иными частицами до момента, когда это ядро вступит в реакцию. Обратную этому времени величину K (1/сек) можно назвать константой скорости ядерной реакции. В то время как константа радиоактивного распада λ не зависит в общем случае от внешних условий, константа скорости ядерной реакции пропорциональна потоку бомбардирующих частиц Π (1/см²·сек), т. е. числу таких частиц, ежесекундно проходящих через 1 см² поверхности, на которой расположено ядро — мишень. В самом деле, чем больше поток бомбардирующих частиц, тем меньше (в среднем) пройдет времени между началом бомбардировки и превращением обстреливаемого ядра, а стало быть, тем больше будет обратная этому времени величина K .

Таким образом, можно записать общее соотношение

$$K = \sigma \Pi,$$

где коэффициент пропорциональности σ имеет размерность площади (см²) и называется эффективным поперечным сечением ядра относительно данной ядерной реакции, или, короче, сечением ядерной реакции.

Смысл величины сечения ядерной реакции легко понять, представив себе, что мы нащупываем бесконечно тонким лучом прожектора цель площадью σ , см², которую надо разыскивать на площади 1 см². Единичному

потоку $\Pi = 1 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$ отвечает условие, что прожектор включается один раз в секунду. Тогда вероятность того, что при данном включении прожектора цель будет обнаружена, равняется отношению площади цели σ ко всей обследуемой площади (1 см²). Таким образом, сечение ядерной реакции численно равняется обратной продолжительности жизни ядра при бомбардировке его единичным потоком частиц ($1 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$).

Радиусы атомных ядер, как уже отмечалось, выражаются формулой $R = 1,4A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, т. е. лежат в пределах 10^{-13} — 10^{-12} см. Отсюда следует, что площадь геометрического поперечного сечения ядра — так называемое геометрическое сечение πR^2 — есть величина порядка 10^{-25} — 10^{-24} см². Последняя величина (10^{-24} см²), получив-

шая название барн, часто служит единицей измерения сечений ядерных реакций.

Сечения ядерной реакции являются общепринятыми характеристиками вероятности этих реакций.

В простейшем случае «прозрачной» мишени, когда поток падающих на мишень частиц Π очень мало поглощается в мишени и может считаться одинаковым как на входе, так и на выходе, число актов ядерной реакции в секунду $A = \Pi S n \sigma$, где S — площадь мишени, см^2 ; n — толщина мишени, выражаемая числом ядер, приходящихся на 1 см^2 ее поверхности ($1/\text{см}^2$). Если мишень толстая, т. е. большая часть потока тем или иным способом поглощается, то число актов данной ядерной реакции в этой мишени определяется по формуле

$$A = \Pi S \frac{\sigma}{\sigma_{\text{общ}}} (1 - e^{-n\sigma_{\text{общ}}}),$$

где $\sigma_{\text{общ}}$ — сумма сечений всех ядерных реакций, приводящих к поглощению бомбардирующих частиц в мишени; σ — сечение именно той реакции, выход которой нас интересует.

Сечения различных ядерных реакций. Ядерные реакции, в результате которых образуются ядра новых элементов, осуществляются при бомбардировке различных мишеней как заряженными частицами, так и нейтронами.

Проникновение положительно заряженных частиц в атомные ядра сильно затруднено, если энергия этих частиц оказывается меньше высоты кулоновского потенциального барьера $U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R + r}$ (см. рис. 12). Соотношение

между радиусами и массовыми числами ядер приводит к определению высоты барьера, равной $\frac{Z}{1 + A^{2/3}}$ Мэв для протонов, $\frac{Z}{1,25 + A^{2/3}}$ Мэв для дейтонов и $\frac{2Z}{1,6 + A^{2/3}}$ Мэв для α -частиц. Так, для протонов высота барьера равняется 1,8 Мэв в углероде, 5,8 Мэв в меди, 11,8 Мэв в свинце, а для α -частиц — 3,1 Мэв в углероде, 10,4 Мэв в меди, 21,8 Мэв в свинце.

Пока энергия заряженных частиц, бомбардирующих ядра, много меньше высоты барьера, вероятность того, что они пройдут сквозь барьер в ядро, вызвав при этом

изменение его состава, т. е. ядерную реакцию, чрезвычайно мала, так что сечения ядерных реакций под действием заряженных частиц подбарьерной энергии в десятки и сотни тысяч раз меньше геометрических. По мере приближения энергии бомбардирующих частиц к высоте потенциального барьера сечения ядерных реакций заряженных частиц быстро возрастают, однако даже при надбарьерных энергиях эти сечения обычно остаются меньше геометрических — порядка 10^{-25} — 10^{-26} см². Это означает, что при больших энергиях заряженных частиц примерно лишь одна из десяти или из ста таких частиц, попадающих в ядро, вызывает интересующую нас ядерную реакцию.

Рассматривая возможности осуществления ядерных реакций под действием заряженных частиц, следует иметь в виду еще одно обстоятельство. Дело в том, что заряженные частицы, проходя через вещество, непрерывно теряют энергию в результате взаимодействия с электронами атомов среды, т. е. затрачивают энергию на ионизацию этих атомов. Потеряв энергию при таких ионизирующих столкновениях, заряженные частицы останавливаются и, захватив электроны, превращаются в нейтральные атомы. Пробег заряженных частиц в веществе оказывается поэтому весьма малым. Так, например, пробег в свинце протонов с энергией 11,8 Мэв, равной высоте барьера, составляет всего 0,5 мм, а протонов с энергией 40 Мэв — 5 мм; еще меньше пробег α -частиц. Для энергии 21,8 Мэв (высота барьера) он равен примерно 0,13 мм свинца, а для энергии 40 Мэв — 0,4 мм. Поэтому толщина мишени, в которой осуществляются ядерные реакции заряженных частиц, оказывается весьма малой, к тому же по мере проникновения в эту мишень заряженные частицы быстро теряют энергию и «выходят под барьер» электростатического отталкивания, отчего сечение резко падает.

Не обладая электрическим зарядом, нейтроны могут свободно проникать в атомные ядра, даже обладая минимальной энергией, равной энергии теплового движения (при комнатной температуре энергия таких нейтронов, называемых тепловыми, около $1/40$ эв, что соответствует скорости тепловых нейтронов около 2200 м/сек). Нейтроны малой энергии — тепловые и так называемые резонансные (с энергией порядка 1 эв), захват которых яд-

рами приводит к возбуждению определенных ядерных уровней, взаимодействуют с ядрами весьма эффективно. При этом наиболее распространен радиационный захват таких нейтронов — ядерные реакции типа $M^A(n, \gamma) M^{A+1}$ с испусканием γ -квантов. Среди легких ядер наблюдается также захват медленных нейтронов с испусканием заряженных частиц, например $Li^6(n, \alpha) H^3$ или $B^{10}(n, \alpha) Li^7$. Многие тяжелые ядра, захватив медленные нейтроны, испытывают деление (например U^{235} , Pu^{239}).

Эффективные поперечные сечения перечисленных ядерных реакций, вызванных медленными нейтронами, весьма велики и могут на много порядков превосходить геометрические сечения. Так, например, сечение деления изотопа урана U^{235} тепловыми нейтронами равно $5,9 \cdot 10^{-22}$ см².

Может показаться странным, что сечение ядерной реакции оказывается в сотни раз большим, чем геометрическое сечение ядра. Чтобы объяснить этот факт, нужно вспомнить о существовании ряда явлений, в которых частицы ведут себя как световые волны. Ярким примером таких явлений служит существование диффракции электронов на кристаллических решетках, описываемой вполне строго и точно обычными формулами волновой оптики. Еще на заре существования квантовой механики (1924 г.) де Бройль вывел соотношение, согласно которому движение любой частицы с импульсом p можно рассматривать как распространение волны, длина которой $\lambda = \frac{h}{p}$. При скоростях движения v , много меньших, чем скорость света c , импульс $p = Mv$, где M — масса частицы, и $\lambda = \frac{h}{Mv}$.

Исходя из этого соотношения, можно заключить, что длина нейтронной волны $\lambda = \frac{4,6 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{E}}$, где E — энергия нейтрона, эв. При малых энергиях нейтрона длина волны, распространением которой можно описать движение нейтрона, оказывается больше радиуса бомбардируемого ядра. Возвращаясь к примеру о розысках цели прожектором, мы должны теперь определить сечение как площадь уже не цели, а светового пятна от луча прожектора, ибо эта площадь оказывается гораздо большей, чем площадь цели. Поэтому сечение ядерной реакции мо-

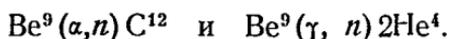
жет оказаться несравненно бóльшим, чем геометрическое сечение ядра.

Итак, эффективные сечения нейтронных реакций, особенно при малой энергии нейтронов, оказываются гораздо больше сечений ядерных реакций под действием заряженных частиц. Другим преимуществом нейтронных реакций является возможность использовать бомбардируемые мишени большой толщины, поскольку нейтроны не взаимодействуют электрически ни с атомными ядрами, ни с электронами атомных оболочек и могут проходить через толстые слои вещества. Например, средняя длина пути нейтрона между двумя его столкновениями с ядрами составляет в свинце около 6 см, т. е. в десятки и сотни раз больше приведенных выше пробегов протонов и α -частиц. Следует отметить также, что при упругом столкновении с ядрами свинца нейтрон почти не теряет энергию и лишь изменяет направление движения. Таким образом, медленные нейтроны путешествуют в веществе до тех пор, пока не будут захвачены каким-либо ядром. Захват нейтрона сам по себе приводит не к превращению элементов, а к образованию более тяжелого изотопа исходного элемента. Однако зачастую этот более тяжелый изотоп оказывается β -активным и при его распаде образуется элемент с бóльшим на единицу зарядом ядра, чем исходный. Поэтому бомбардировка медленными нейтронами оказалась весьма эффективным средством получения ряда новых элементов в больших количествах.

Ускорители и ядерные реакторы — современные источники ядерных частиц

Сравнительно долгое время единственными источниками ядерных частиц, с помощью которых физики осуществляли ядерные реакции, были природные радиоактивные вещества. Благодаря использованию этой первой «ядерной артиллерии» были достигнуты крупнейшие успехи, такие, как искусственное превращение элементов, открытие нейтрона и искусственной радиоактивности. Природные радиоактивные вещества, испускающие α -частицы и γ -лучи, будучи смешаны с некоторыми легкими ядрами, например бериллием, могут служить также ней-

тронными источниками благодаря происходящим в таких смесях реакциям



Однако для широкого исследования ядерных реакций было недостаточно одних радиоактивных источников. Во-первых, эти источники давали возможность исследовать лишь реакции, протекающие под действием α -частиц, γ -квантов или нейтронов. Во-вторых, количества α -частиц, испускаемых такими источниками, были недостаточны для исследования многих маловероятных ядерных реакций. В-третьих, энергии α -частиц, испускаемых этими источниками, не превышали 8,8 Мэв, а этих энергий недостаточно для преодоления электрического потенциального барьера не только самых тяжелых ядер, но и таких относительно легких ядер, как олово, медь, железо.

Для дальнейшего развития экспериментальной ядерной физики потребовалось создание специальных ускорительных установок, позволяющих получать мощные потоки различных заряженных частиц: протонов, дейтронов, α -частиц с энергиями до нескольких мегаэлектронвольт и даже нескольких десятков мегаэлектронвольт. Тридцатые годы XX в. ознаменовались мощным развитием ускорительной техники, обеспечившей новые успехи в изучении ядерных реакций.

Принцип работы первых установок, созданных для ускорения заряженных ядерных частиц, был основан на ускорении в постоянном электрическом поле. В таких установках энергия однозарядных частиц после ускорения равнялась разности потенциалов между электродами. Главная трудность при создании ускорения постоянным полем состояла в том, что надо было обеспечить очень большую разность потенциалов (до нескольких миллионов вольт) между двумя электродами. Эта задача была решена, но установки для ускорения частиц в постоянном электрическом поле оказались очень громоздкими и дорогостоящими и к тому же обеспечивали ускоряющую разность потенциалов не свыше 5 Мэв. Между тем для решения ряда физических задач требовалось ускорение ядерных частиц до еще больших энергий. Эта задача была выполнена уже на основании многократного ускорения частиц переменным электрическим полем.

Циклотрон. Из установок, созданных для ускорения ядерных частиц переменным электрическим полем, самое широкое распространение получил циклотрон, впервые построенный в 1932 г. Э. Лоуренсом.

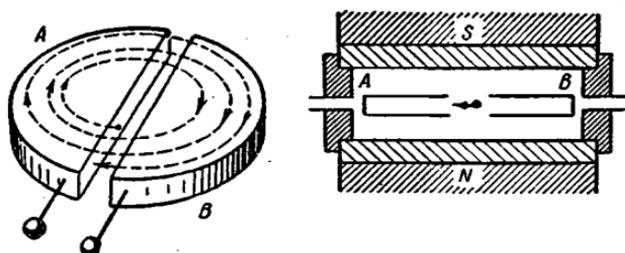


Рис. 13. Вид дуантов циклотрона и их расположение между полюсами магнита.

Схема камеры циклотрона изображена на рис. 13 и 14. Камера представляет собой откачанный до высокого вакуума цилиндр, помещенный между полюсами боль-

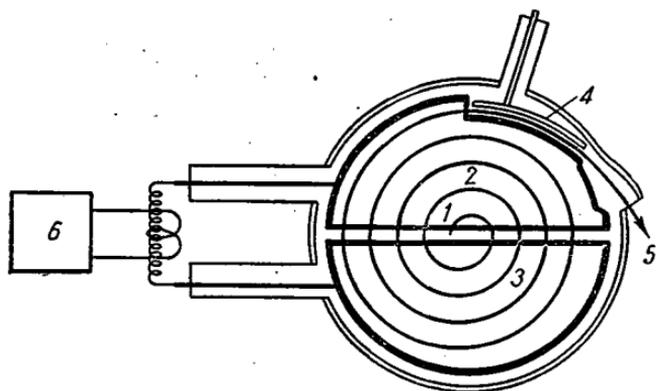


Рис. 14. Схема ускорения ионов в циклотроне:
1 — источник ионов; 2, 3 — дуанты; 4 — отклоняющая пластина;
5 — окошко для вывода ионов; 6 — генератор.

шого электромагнита. Внутри камеры расположены два электрода *A* и *B*, сделанные в виде полых полуцилиндров, разделенных между собой зазором по диаметру камеры. На эти электроды, называемые дуантами, подает-

ся переменное электрическое поле. Половину времени каждый дуант заряжен положительно, половину времени — отрицательно, причем если у одного дуанта в данный момент времени потенциал положительный, то у второго дуанта потенциал отрицательный.

В центре камеры располагается ионный источник. Выйдя из источника, ионы устремляются к дуанту, заряженному в данный момент отрицательно. Попав внутрь отрицательно заряженного дуанта, ионы уже не испытывают действия электрического поля, которое, как известно, отсутствует внутри полых проводников. Но под действием магнитного поля ионы движутся по круговой траектории и вновь попадают в зазор между дуантами. Частота изменения электрического поля циклотрона подбирается так, чтобы время полуоборота иона (т. е. время между двумя пребываниями иона в зазоре) соответствовало половине периода переменного поля. Тогда к моменту выхода иона в зазор отрицательным является уже другой дуант, и ион вторично ускоряется за счет разности потенциалов между дуантами, попадает внутрь другого дуанта, вновь закручивается магнитным полем и снова выходит в зазор между дуантами. Таким образом, хотя разность потенциалов между дуантами не очень велика (десятки или сотни тысяч вольт), ион ускоряется этой разностью потенциалов много раз и в результате набирает большую энергию.

На циклотронах удалось получить протоны с энергией до 22 *Мэв*, дейтоны — до 25 *Мэв* и α -частицы — до 48 *Мэв*. При этом токи частиц достигают нескольких миллиампер, т. е. около 10^{16} частиц в 1 сек. Чтобы получить такое количество α -частиц (при том гораздо меньшей энергии), надо было бы иметь источники в сотни килограммов радия.

Работа циклотрона основана на том, что частота переменного электрического поля на дуантах циклотрона соответствует периоду обращения ионов в магнитном поле, и в результате раз ускоренные в междуантном зазоре ионы уже и на всем протяжении последующего ускорения попадают в этот зазор именно в нужный момент времени, когда поле вновь ускоряет, а не замедляет их движение. Между двумя своими пребываниями в зазоре ионы проходят неодинаковые расстояния: по мере накопления энергии они обращаются по окружностям со все больши-

ми радиусами, так что полный путь ионов от места их входа в камеру (вблизи ее центра) до окошка, через которое они выводятся наружу, представляет как бы раскручивающуюся спираль. Однако вместе с радиусом окружности, по которой движется ион, пропорционально этому радиусу растет и линейная скорость движения иона. Поэтому время оборота иона не зависит от радиуса окружности и остается постоянным.

Скорость v движения иона в магнитном поле H связана с радиусом обращения r равенством $mv\omega = ZeHr$, где Ze — заряд иона; m — его масса; c — скорость света.

Период обращения иона, следовательно, равен $T = 2\pi \frac{mc}{ZeH}$,

т. е. для ионов с данными массой и зарядом он не зависит ни от радиуса обращения, ни от энергии иона. Это и позволяет осуществить процесс многократного ускорения, приложив к дуантам переменное электрическое напряжение с частотой $\omega = \frac{1}{T}$. Если максимальная разность потенциалов между дуантами V , то за 1 сек энергия ускоримой частицы может возрасти на $2\omega eV$ эв; на максимальном радиусе ускорения R (задаваемом размерами полюсов магнита и камеры циклотрона) частица преоб-

ретает энергию $E = \frac{Z^2 e^2 H^2 R^2}{2m}$.

Постоянство времени обращения ионов в дуантах, лежащее в основе устройства циклотрона, сохраняется лишь до тех пор, пока можно считать неизменной массу ионов, т. е. пока описываемое специальной теорией относительности увеличение массы за счет быстрого движения ускоримой частицы ничтожно мало по сравнению с ее массой покоя. Но при больших энергиях, когда релятивистское возрастание массы становится заметным, время обращения ионов начинает также возрастать с увеличением радиуса, синхронность движения ионов и изменения электрического поля нарушаются и ускорение при помощи циклотрона оказывается невозможным. Кажалось, что это явление ограничивает возможности ускорительной техники. Однако в 1944 г. В. И. Векслер предложил новый принцип «автофазировки» ускоримых частиц, который дал возможность, меняя частоту электрического и величину магнитного полей в ходе ускоре-

ния частицы, повысить предел ускорения заряженных частиц до тысяч и десятков тысяч мегаэлектронвольт.

К настоящему времени в СССР и за рубежом работает большое число различных «сверхускорителей» протонов и электронов и в литературе уже появилось много сообщений о ядерных реакциях, возникающих под действием ядерных частиц высоких энергий — до 30 тыс. Мэв.

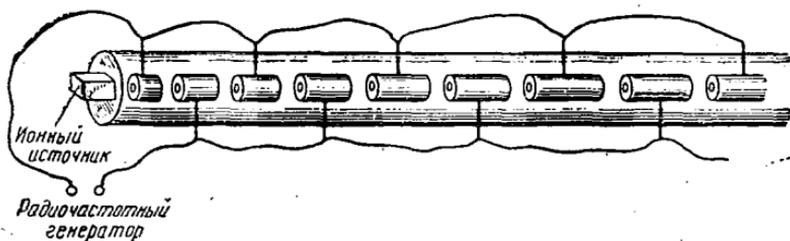


Рис. 15. Схема линейного ускорителя.

В решении задач синтеза различных изотопов новых (особенно заурановых) элементов особенно видную роль играют циклотроны, ускоряющие многозарядные тяжелые ионы углерода, азота, кислорода, неона и других элементов.

Линейный ускоритель. Линейный ускоритель, схема которого изображена на рис. 15, имеет много общего с циклотроном. Как и в циклотроне, разность потенциалов между двумя соседними электродами со временем меняется в соответствии с движением ускоряемых частиц. Но в циклотроне частица движется по развертывающейся спирали, и потому достаточно иметь всего два ускоряющих электрода — дуанта. В линейном же ускорителе приходится ставить вдоль пути частиц большое число электродов, выполненных в виде полых металлических цилиндров и называемых обычно пролетными (или дрейфовыми) трубками. Ускоряющее напряжение как бы поочередно переносится с одной пары пролетных трубок на другую. В тот период времени, когда переменное напряжение должно было бы не ускорять, а замедлять ионы, они скрываются от действия электрического поля внутри пролетной трубки.

Пусть, например, в какой-то момент времени на все нечетные пролетные трубки ускорителя подано положительное, а на все четные — отрицательное напряжение. Тогда положительные ионы, переходящие в данный момент из нечетных трубок в четные, будут ускоряться. Если к моменту выхода этих ионов из четных цилиндров полярность поля изменится, то ускорение будет успешно продолжаться и далее. В результате прохождения всей длины ускорителя ионы будут ускоряться до энергии, равной произведению числа пролетных трубок на ту величину напряжения переменного электрического поля, при которой частицы пересекают зазор между пролетными трубками. Поскольку скорость ионов постоянно возрастает, должна увеличиваться и длина пролетных трубок (аналогично увеличению длины пути внутри дуанта по мере разворачивания частиц в циклотроне). Такое постепенное удлинение пролетных трубок обеспечивает сохранение синхронности движения частиц на всех стадиях ускорения с изменением ускоряющего электрического поля. Никакого магнитного поля для ускорения в линейном ускорителе, естественно, не требуется.

Существенный недостаток линейных резонансных ускорителей заключался в том, что они давали частицы высокой энергии лишь при очень большой общей длине ускорителя. Поэтому интерес к таким ускорителям был надолго утрачен и вновь появился лишь после создания мощных источников коротких радиоволн, позволяющих сильно сократить размеры линейных ускорителей благодаря некоторой модификации принципа их работы.

Как известно, замедление движущегося электрического заряда сопровождается излучением электромагнитных (в частности, световых) волн. В современных линейных ускорителях осуществляется обратный процесс — ускорение электрических зарядов благодаря поглощению ими энергии электромагнитных волн. Источником электромагнитных волн в современных ускорителях служат мощные электронные лампы, а объемным резонатором, в котором сосредоточены колебания электромагнитного поля, — окруженная металлическими стенками полость самого ускорителя. Здесь используется отражение электромагнитной волны от задней стенки ускорительной полости, так что возникает стоячая волна, фаза которой в каждый данный момент времени одинакова по всей дли-

не ускорителя. Следовательно, часть времени фаза стоячей волны по всей длине ускорителя отвечает не ускорению, а торможению частиц, которые «переживают» это время внутри пролетных трубок. Поэтому пучок ускоряемых частиц оказывается по необходимости прерывистым, что, впрочем, не является сколько-нибудь серьезным недостатком. Ускорение протонов и тяжелых многозарядных ионов производится на длине волны λ в несколько метров, что задает диаметр ускорителя и влияет на его длину, поскольку расстояние между центрами соседних пролетных трубок выбирается равным $l = \lambda \frac{v}{c}$, где v — скорость ускоряемых частиц, а c — скорость света.

В линейных ускорителях электронов противоположный ионному источнику торец полости ускорителя служит поглотителем электромагнитных волн. Поэтому отражения волн здесь не происходит; волна, на гребне которой пролетают ускоряемые электроны, имеет характер бегущей волны, а полость ускорителя играет роль волновода.

Благодаря ускорителям за последние десятилетия были изучены многие тысячи всевозможных ядерных реакций и искусственно приготовлены сотни различных радиоактивных изотопов. Как мы дальше увидим, на ускорителях были искусственно созданы первые новые химические элементы и исследованы их свойства.

Ядерный реактор. С появлением ускорителей возникли новые возможности получения нейтронов. Широкое использование получили, например, реакции взаимодействия дейтронов с ядрами тяжелых изотопов водорода — дейтерия и трития, а также с литием и бериллием. Так, при реакции дейтронов с ядрами трития даже на очень простых и дешевых ускорительных установках можно получать довольно мощные потоки нейтронов с энергией около 14 Мэв. Ускорители электронов и протонов на энергии в сотни и тысячи мегаэлектронвольт служат также источниками нейтронов подобных энергий.

Однако подлинный переворот в масштабах получения нейтронов для осуществления всевозможных ядерных реакций произвело появление так называемых ядерных реакторов — установок, в которых происходит самоподдерживающаяся цепная реакция деления урана нейтронами. Процесс деления урана под действием медленных ней-

тронов был обнаружен впервые в 1939 г. Ганом и Штрассманом и исследование этого процесса положило начало работам, связанным с атомной энергией.

Выше мы говорили, что при ядерных реакциях, например при образовании ядер гелия из протонов и нейтронов, может высвобождаться огромная энергия. Однако все идущие с выделением энергии реакции, изученные до деления урана, не могли быть использованы в качестве источников энергии. Для протекания этих реакций нужно было непрерывно «поставлять» бомбардирующие частицы, а вероятность превращений была столь мала, что не могла идти ни в какое сравнение с затратами энергии, необходимыми для ускорения исходных частиц.

Принципиальное отличие деления урана (при котором тоже высвобождается большая энергия) от всех этих реакций состоит в том, что при таком делении наряду с осколками испускаются два или три нейтрона, т. е. вновь появляются те самые частицы, которые вызвали первый акт превращения, да к тому же в большем количестве (рис. 16).

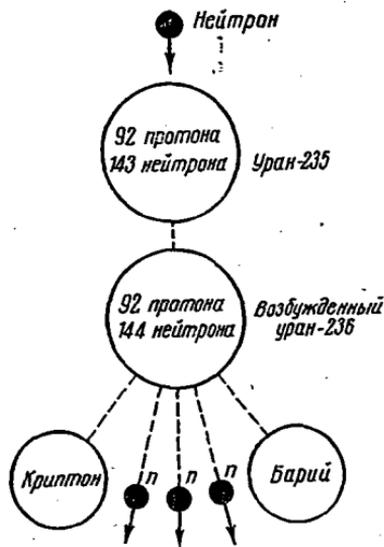


Рис. 16. Схема деления ядра U^{235} . При делении образуются два осколка (в данном примере ядра криптона и бария) и испускаются вторичные нейтроны.

Продолжая аналогию между каплями жидкости и ядром, образование вторичных нейтронов при делении можно уподобить возникновению мелких брызг «ядерной жидкости» при раздвоении капли в результате сильного механического воздействия. Благодаря появлению вторичных нейтронов может возникнуть цепная самоподдерживающаяся реакция, которая будет все больше ускоряться.

Провести эту реакцию на практике оказалось, однако, не так уж просто. Дело в том, что обычный, природ-

ный уран представляет собой смесь разных изотопов, причем наиболее распространенный изотоп U^{238} содержится в количестве 99,28%, а изотоп U^{235} — в количестве 0,71%. Под действием медленных нейтронов делится именно последний изотоп. Что же касается главного изотопа U^{238} , то он не только не делится медленными нейтронами, но и препятствует делению U^{235} , потому что сильно поглощает медленные нейтроны по реакции $U^{238}(n, \gamma)U^{239}$. Это поглощение имеет весьма своеобразный характер: лучше всего поглощаются ядрами U^{238} нейтроны с энергией в несколько электронвольт, а при больших или меньших энергиях поглощение практически отсутствует. Наиболее эффективная для деления U^{235} область энергий лежит ниже энергии, соответствующей максимальному поглощению нейтронов в U^{238} .

Представим себе теперь большое количество природного урана. Попав в этот уран, медленный нейтрон может вызвать деление U^{235} . Испускаемые при таком делении нейтроны являются довольно быстрыми — с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Эти нейтроны либо выходят за пределы урана, не вызвав новых делений, и таким образом теряются для цепной реакции, либо замедляются в результате столкновений с ядрами урана. Это замедление происходит очень малыми порциями, потому что ядра урана гораздо тяжелее нейтронов и при каждом столкновении нейтроны теряют очень малую величину энергии. Вследствие этого огромное большинство нейтронов по мере замедления попадает в область энергий, соответствующую поглощению ядрами U^{238} , и поглощается. На этом реакция и заканчивается (рис. 17).

Осуществить незатухающую цепную реакцию деления урана можно двумя путями.

Первый путь основан на разделении изотопов урана. Если выделить в чистом виде U^{235} , то в куске этого изотопа нейтроны, замедляясь, рано или поздно обязательно вызовут новое деление, новое умножение числа нейтронов. Утечка нейтронов происходит только за счет их вылета за пределы урана. При достаточно больших массах урана, превышающих так называемую критическую массу, эта утечка становится несущественной; происходит быстрое размножение нейтронов и взрыв. На этом принципе основана атомная бомба.

Второй путь состоит в замедлении нейтронов, испускаемых при делении, не в самом природном уране, а в более легком веществе. Тогда потери энергии нейтронов при столкновениях с ядрами происходят большими порциями и существует значительная вероятность, что нейтрон «проскочит» опасную область, где он может поглотиться ядрами U^{238} , и достигнет малых «тепловых» энер-

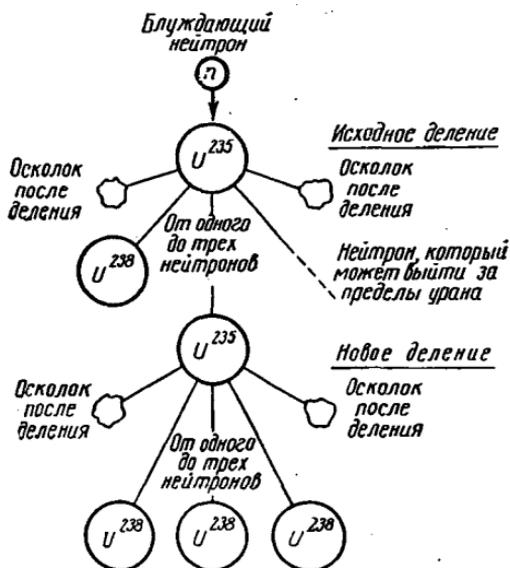


Рис. 17. Схема цепной реакции деления U^{235} . Часть вторичных нейтронов захватывается ядрами U^{238} .

гий, после чего произойдут эффективный захват тепловых нейтронов ядрами U^{235} , деление этих ядер и испускание новых нейтронов. На этом принципе и построены ядерные реакторы, в которых уран определенным образом размещается в замедляющей среде.

Наилучшим замедлителем нейтронов мог бы служить водород. Поскольку массы протонов и нейтронов почти одинаковы, нейтрон может потерять при столкновении с протоном практически всю свою кинетическую энергию, передав ее протону. Однако протоны довольно эффективно захватывают медленные нейтроны с образованием ядер дейтерия ($H^1 + n^1 \rightarrow \gamma + H^2$). Поэтому в качестве за-

медлителей в реакторе обычно используется углерод (графит) или дейтерий (в виде тяжелой воды D_2O).

При работе ядерного реактора испускаемые в первом акте деления U^{235} нейтроны замедляются до малых энергий, вызывают новые акты деления и новое размножение нейтронов; таким образом, идет цепная реакция деления

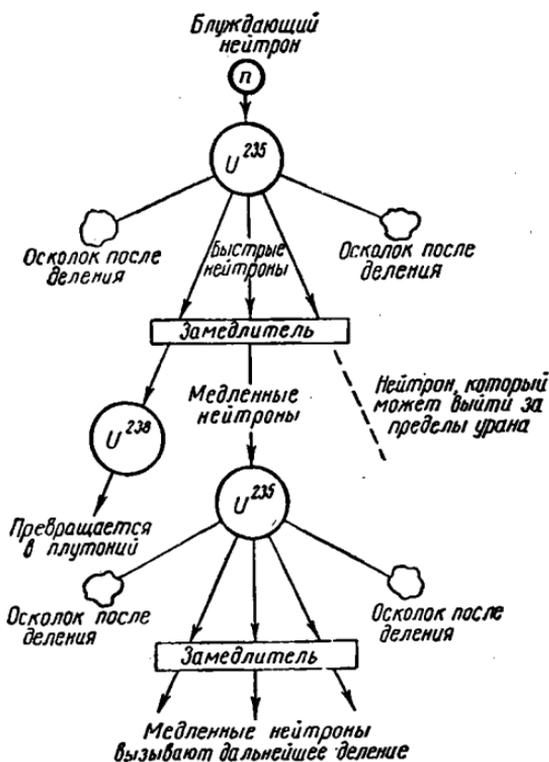


Рис. 18. Схема цепной реакции деления U^{235} при наличии замедлителя.

U^{235} . При этом непрерывно образуются различные осколки деления — устойчивые и главным образом радиоактивные изотопы многих ядер, расположенных в середине периодической системы. Поэтому ядерные реакторы являются наиболее мощным средством получения большого числа радиоактивных изотопов (рис. 18).

Наряду с делением U^{235} имеет место захват части нейтронов ядрами U^{238} . При этом получается изотоп U^{239} , превращающийся в результате двух последовательных β -распадов в элемент 94 — плутоний, о котором дальше будет говориться подробнее. Плутоний по своей способности к делению близок к U^{235} и наряду с этим изотопом урана служит основным материалом при изготовлении атомных бомб.

Режимом работы реакторов можно управлять при помощи разных материалов, эффективно поглощающих медленные нейтроны. К числу таких материалов относится, в частности, кадмий. Если вдвинуть внутрь реактора кадмиевые стержни, концентрация нейтронов резко упадет, и цепная реакция прекратится. При выдвинутых стержнях происходит развитие цепной реакции, ускоряемой или замедляемой переменной положения стержней.

При работе ядерных реакторов развивается очень большая мощность и выделяется большое количество тепла. Для иллюстрации укажем, что в ходе образования 1 кг плутония при работе ядерного реактора выделяется энергия около 14 млн. кВт·ч.

Принципиальная схема ядерного реактора, в котором в качестве замедлителя используется тяжелая вода, изображена на рис. 19.

В центре реактора в баке с тяжелой водой расположены стержни из урана. Изотоп U^{235} , содержащийся в этих стержнях, обеспечивает развитие цепной реакции, а изотоп U^{238} захватывает замедленные тяжелой водой нейтроны, образуя сперва U^{239} , а затем — после двух актов β -распада — изотоп плутония Pu^{239} .

Бак с тяжелой водой окружен отражателем, возвращающим в систему часть нейтронов, направленных первоначально наружу, и уменьшающим поэтому необходимые для развития цепной реакции «критические» размеры реактора. Наверху находятся два кадмиевых стержня: один управляющий, регулирующий нормальную работу установки, и другой аварийный, включаемый автоматически при необходимости мгновенно остановить реактор во избежание слишком сильного тепловыделения. О такой необходимости сигнализирует ионизационная камера, измеряющая поток испускаемых реактором нейтронов и тем самым мощность реактора. Система теплооб-

менников охлаждает тяжелую воду, предотвращая ее испарение. Специальные каналы сделаны для размещения образцов, облучаемых мощными потоками тепловых нейтронов (в центре реактора мощностью всего 10 000 кВт поток тепловых нейтронов $\Pi \approx 10^{14} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$). Реактор окружен защитной бетонной стенкой, охраняющей людей от опасного действия излучения.

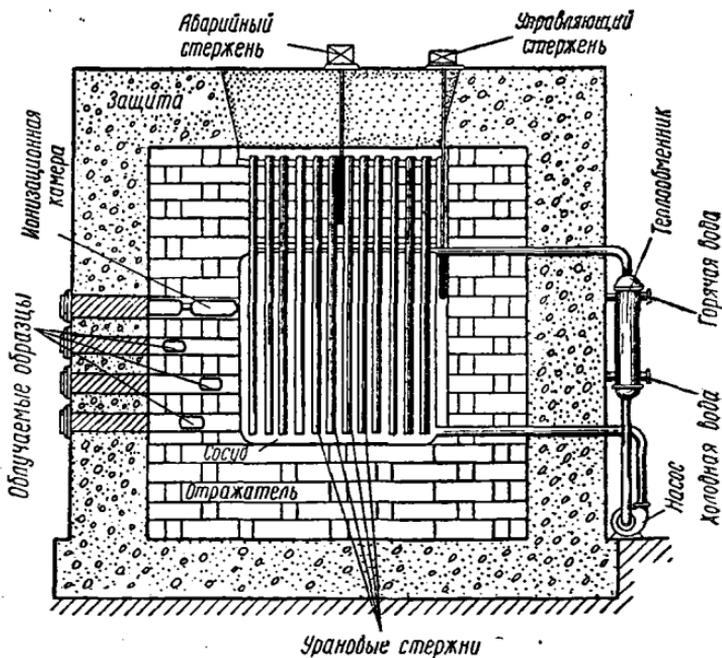


Рис. 19. Принципиальная схема ядерного реактора.

Оценим теперь выход радиоактивных изотопов при работе ядерных реакторов и сопоставим его с выходом, достигаемым на ускорителях. Характеристикой работы ядерного реактора является его мощность, которая может быть вычислена из данных о процессе деления урана. В самом деле, известно, что кинетическая энергия разлетающихся осколков деления близка к 200 Мэв, или $3,2 \cdot 10^{-4}$ эрг. При делении 1 г U^{235} , т. е. $2,5 \cdot 10^{21}$ ядер, выделяется энергия $8 \cdot 10^{17}$ эрг или 22 000 кВт·ч. В каждом акте деления U^{235} тепловыми нейтронами испускается в

среднем 2,5 вторичного нейтрона. Можно считать, что один из них идет на поддержание цепной реакции, а 1,5 поглощаются U^{238} с образованием в конечном счете плутония. Тогда образованию 1 г плутония соответствует энергия 14 000 квт·ч. Таким образом, реактор с относительно малой мощностью в 10 000 квт может дать ежедневно почти 20 г плутония и более 10 г всевозможных осколков деления.

Выход радиоактивных продуктов, достигаемый на ускорителях, гораздо меньше. Рассмотрим в качестве примера образование изотопа нептуния Np^{238} (превращающегося далее в Pu^{238}) при бомбардировке урана дейтонами с энергией 20 Мэв в результате реакции $U^{238}(d, 2n)Np^{238}$. При энергии дейтонов менее 10 Мэв такая реакция практически не идет, средняя же величина ее сечения при энергии дейтонов между 10 и 20 Мэв составляет $5 \cdot 10^{-26}$ см². Толщина слоя урана, в котором происходит потеря энергии дейтонов от 20 до 10 Мэв, равна 200 мг/см², т. е. $5 \cdot 10^{20}$ ядер/см². Поэтому вероятность того, что при попадании дейтона с энергией 20 Мэв в уран произойдет образование Np^{238} , составляет всего $5 \cdot 10^{-26} \cdot 5 \cdot 10^{20} = 2,5 \cdot 10^{-5}$. Даже если поток дейтонов будет $4 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹ (что отвечает току около 6 ма), каждую секунду будет образовываться всего 10^{12} ядер Np^{238} , а суточный их выход составит лишь около 40 мкг. Правда, в приведенном примере мощность циклотронного пучка составляет всего 120 квт, т. е., как это бывает сейчас в действительности, она гораздо меньше мощности даже сравнительно небольших ядерных реакторов, но и при мощности, скажем, 10 000 квт выход Np^{238} (и Pu^{238}) на ускорителе будет все-таки во много тысяч раз меньше, чем выход Np^{239} (и Pu^{239}) на реакторе. Причина такого различия в малости сечений ядерных реакций под действием заряженных частиц, в бесполезной потере их энергии на ионизацию.

Очевидно, что ядерные реакторы значительно более эффективны для получения радиоактивных изотопов и что поэтому те изотопы, которые образуются в результате работы ядерных реакторов, могут быть получены в гораздо больших количествах, чем изотопы, единственным источником которых являются реакции под действием заряженных частиц.

Глава III

МЕТОДЫ РАДИОХИМИИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Ускорители и ядерные реакторы дали возможность осуществить большое число ядерных реакций, приводящих к образованию искусственных радиоактивных изотопов, в том числе и изотопов новых элементов. Однако на ускорителях эти изотопы получаются в весьма малых количествах.

При помощи ядерных реакторов удастся накапливать вполне весомые количества радиоактивных изотопов. Но и здесь содержание продуктов ядерных превращений в массе исходного вещества даже при длительном его облучении весьма мало и обычно не превышает десятых долей процента.

Поэтому для выделения и исследования радиоактивных изотопов оказывается необходимым химически перерабатывать грандиозные количества исходного вещества, а подчас иметь дело с ничтожно малыми количествами различных радиоактивных веществ, которые нужно уметь разделить, химически идентифицировать и подробно исследовать, прежде чем произойдет их радиоактивный распад.

Все перечисленные задачи успешно решаются сравнительно молодой областью науки — радиохимией, начало которой положили Мария и Пьер Кюри. Развитие радиохимии, изучающей химические и физико-химические свойства радиоактивных элементов, разрабатывающей методы их выделения и концентрирования, сыграло огромную роль в развитии ядерной физики и, в частности, в овладении атомной энергией и синтезе искусственных химических элементов.

Изучение естественной радиоактивности.

Основные методы радиохимии

Радиохимия как наука, как одна из пограничных с физикой областей химии, возникла на рубеже XIX и XX веков в связи с необходимостью изучения свойств радиоактивных элементов. Значительная часть методов современной радиохимии появилась на раннем этапе существования этой науки и с полным правом может сейчас называться классической радиохимической методикой. Смысл и содержание этой методики станут ясными, если рассмотреть задачи, вставшие более полувека назад перед молодой радиохимией.

Важной задачей радиохимии было исследование рядов радиоактивного распада урана, тория и актиния и установление химической природы разновидностей радиоактивных элементов, количество которых оказалось столь велико, что их нельзя было разместить в периодической системе. Именно благодаря успешному решению этой задачи было введено в науку представление об изотопах. Надо было определить, каковы химические свойства всех членов трех рядов радиоактивного распада, разновидностями каких именно элементов являются разные члены этих рядов.

Рассмотрим в качестве примера ряд распада урана и ограничимся пока начальными членами ряда — от урана до радия, ибо при распаде радия образуется газообразное вещество — радон, легко отделяемое от предыдущих членов ряда.

Сейчас известно, что среди первых шести членов этого ряда имеются четыре α -активных (т. е. испускающих α -частицы): U^{238} , уран-два (UII), ионий (Io) и радий (Ra) и два β -активных (т. е. испускающих β -частицы): UX_1 и UX_2 . Кроме U^{238} и UII, остальные четыре изотопа наряду с α - или β -частицами испускают также γ -лучи. Периоды полураспада указанных шести членов различаются очень сильно, например, 4,5 млрд. лет для урана и 1,2 мин для UX_2 . Но когда производились первые исследования урана, в распоряжении ученых были лишь образцы урановой руды, излучавшие сразу α - и β -частицы и γ -лучи.

Как удалось установить природу изотопов, начинающих ряд распада урана?

Метод инертных спутников. Оставленные Менделеевым в периодической системе пустые места между висмутом и торием, а также между торием и ураном заставляли предполагать, что в урановых рудах есть какие-то неизвестные элементы. Разыскивая эти элементы, Мария Кюри-Склодовская обрабатывала растворы урановых солей всевозможными реактивами. Она обнаружила, что при добавлении раствора UO_2SO_4 в осадке, содержащем BaSO_4 , сосредоточивается большая часть радиоактивности.

Спектральное исследование показало, что в осадке присутствует новый элемент, названный радием. Прямая смесь этого элемента к урановой руде ничтожна — на 1 кг урана в руде содержится лишь 0,00035 г радия. RaSO_4 растворяется в воде очень плохо, так что присутствует в водном растворе в ничтожно малой дозе, поэтому осадить радий серноокислыми солями других элементов не удавалось; в случае же добавки солей бария радий, будучи родственным барию по своим химическим свойствам, осаждается вместе с BaSO_4 в виде RaSO_4 . В данном случае соль бария, сама по себе не обладающая радиоактивностью, является инертным носителем для образования осадка радиевых соединений.

Способ осаждения очень малых доз радиоактивных веществ путем добавления в раствор инертных носителей, которые одновременно с получаемыми веществами дают нерастворимое соединение, стал широко применяться в радиохимии. Способ этот называется способом соосаждения и представляет один из вариантов так называемого метода инертных спутников.

Исследованию процессов соосаждения было посвящено очень большое количество радиохимических работ. Панет, Фаянс, Ган установили, что важным условием эффективного соосаждения является добавление в раствор солей с такими анионами, которые дают с радиоактивными катионами плохо диссоциирующие или плохо растворимые соединения. Подробно изучая процессы соосаждения, В. Г. Хлопин установил затем, что наиболее полное осаждение радиоактивных элементов достигается в тех случаях, когда осадки соединений этих элементов и инертных носителей оказываются изоморфными, т. е. могут совместно кристаллизоваться в единую кристаллическую решетку.

Изоморфное соосаждение характерно для очень родственных в химическом отношении элементов, поэтому его изучение дает возможность особенно тонко сопоставить химические свойства радиоактивного элемента и инертного носителя. Например, оказалось, что сульфат радия изоморфен с сульфатом бария, но не изоморфен с сульфатом более легкого элемента той же подгруппы щелочноземельных металлов — кальция. Этот факт был установлен по отсутствию соосаждения сульфата радия и гипса при наличии соосаждения $RaSO_4$ и $BaSO_4$.

Благодаря осаждению $RaSO_4$ вместе с $BaSO_4$ удалось не только открыть новый элемент — радий, но и одновременно убедиться в близости химических свойств радия и бария. А эта близость указывает на расположение радия в периодической системе во второй группе, в подгруппе щелочноземельных металлов, ниже бария, на месте элемента 88.

После того как радий был выделен в чистом виде, было показано, что он испускает α -частицы с энергией 4,79 Мэв, а также γ -лучи с энергией 0,19 Мэв. Период полураспада радия около 1620 лет.

Метод инертных спутников помог выделить также два других члена ряда распада урана — UX_1 и $Ю$. Оба эти вещества оказались изотопами тория. При отделении изотопов тория от урана применялся не способ соосаждения, а другой вариант метода инертных спутников — способ адсорбционного осаждения. Выделение радиоактивных изотопов по способу адсорбционного осаждения происходит не по причине химического родства инертного носителя и радиоактивного изотопа, а вследствие адсорбции радиоактивных веществ поверхностью осадка. По способу адсорбционного осаждения радиоактивный изотоп висмута ThC удалось осадить из раствора в виде углекислой соли $Bi_2(CO_3)_3$ вместе с инертным носителем $BaCO_3$, радиоактивный изотоп свинца RaB был выделен из раствора в виде нерастворимого иодистого свинца PbI_2 вместе с иодистым серебром AgI .

Образование смешанных кристаллов радиоактивного элемента и инертного носителя (как и в случае $RaSO_4$ и $BaSO_4$) рассматривается теперь как истинное соосаждение в отличие от адсорбционного осаждения, которое обуславливает приведенные примеры соосаждения висмута и бария, свинца и серебра.

Адсорбционное осаждение в противоположность изоморфному соосаждению, очень сильно зависит от всевозможных изменений условий опыта. Полнота и длительность осаждения могут резко меняться с изменением концентрации растворов, температуры, последовательности смешения растворов, а также под действием посторонних добавок. Такая чувствительность процессов адсорбционного осаждения к внешним условиям не удивительна, если учесть, что адсорбция зависит и от величины кристаллов носителя, и от состояния их поверхности.

Широкое применение для адсорбционного осаждения нашли студенистые гидроксиды многих металлов (железа, олова, алюминия и др.). В качестве адсорбента для разделения изотопов тория и урана использовалась гидроксид железа. К азотнокислому раствору соединений урана, включающих изотопы тория, добавлялось небольшое количество азотнокислого железа $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, а затем большой избыток аммиака. При этом выпадал осадок аммонийураната $(\text{NH}_4)_2\text{U}_2\text{O}_7$ и гидроксид железа $\text{Fe}(\text{OH})_3$.

Изотопы тория также переходили в осадок в виде гидроксид $\text{Th}(\text{OH})_4$. Затем к раствору добавлялся избыток углекислого аммония $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$, причем происходило обратное растворение урана вследствие образования хорошо растворимой соли $\text{UO}_2\text{CO}_3 \cdot 2(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$. Будь в растворе много тория, он тоже растворился бы под действием углекислого аммония. Но, находясь в ничтожных количествах, он остается адсорбированным, прочно связанным с поверхностью коллоидного осадка. Если встречается необходимость отделить затем изотопы тория от инертного носителя (железа), можно подкислить раствор, вновь перевести железо, например, в $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, а затем осадить при помощи роданистого аммония NH_4CNS в виде $\text{Fe}(\text{CNS})_3$. Родановое железо можно экстрагировать, растворив в эфире, а весь торий остается при этом в водном слое вместе с избытком NH_4CNS . Испарив водный раствор и прокалив его на платиновой поверхности, можно удалить таким путем роданистый аммоний и получить тончайший налет окиси тория на платине.

После отделения изотопов тория было обнаружено, что они испускают вначале α - и β -частицы (и γ -лучи), но по истечении нескольких месяцев остается только α -активность. В результате этого наблюдения было установ-

лено, что в ряде распада урана присутствуют два изотопа тория: β -активный UX_1 с периодом полураспада 24 дня и α -активный ионий с периодом полураспада около 80 000 лет.

Поскольку период полураспада UX_1 относительно мал, можно было ожидать также обнаружения продуктов этого распада. Тщательным химическим анализом, опять-таки при помощи метода инертных спутников, было доказано, что первым таким продуктом является β - и γ -активный изотоп UX_2 с периодом полураспада 1,2 мин. Этот изотоп, открытый в 1913 г., явился первым из обнаруженных изотопов элемента 91 — протактиния. Предсказывая существование этого элемента, Менделеев писал еще в 1871 г., что существует свободное место в пятой группе между торием и ураном для элемента, который образует окислы типа R_2O_5 и имеет атомный вес около 235. Продуктом β -распада UX_2 является изотоп урана U_{III} (U^{234}), обладающий периодом полураспада 248 000 лет и испускающий α -частицы.

Таким образом, если первоначально тщательно отделить от урана первые продукты его распада, например UX_1 — изотоп тория, то по истечении некоторого времени в результате двух последовательных актов β -распада среди продуктов распада урана вновь появляется уран (U^{234}). Факт «возрождения» урана может быть доказан как появлением α -активности, так и химическим путем. Тщательное химическое исследование показало, что среди шести первых членов ряда распада урана имеются два изотопа урана, один изотоп протактиния, два изотопа тория и, наконец, один изотоп радия.

Изоморфное соосаждение и адсорбционное осаждение приводят к получению смесей, содержащих более высокие концентрации радиоактивного изотопа, чем исходные вещества. Совокупность радиохимических приемов, приводящих к значительному повышению концентрации изучаемого радиоактивного изотопа, носит название *обогащения* смеси радиоактивными изотопами. Очевидно, что можно добиться весьма эффективного обогащения смеси радиоактивными изотопами, многократно повторяя разные варианты метода инертных спутников. Широкое распространение получила дробная кристаллизация — многократно повторенное изоморфное соосаждение, ибо этот процесс, как уже упоминалось, зависит от внешних

условий слабее, чем адсорбционное осаждение, и потому легче воспроизводится. При каждом повторном изоморфном соосаждении возрастает концентрация радиоактивного изотопа или в кристаллической фазе, или в растворе.

Величина обогащения в результате одного акта изоморфного соосаждения при заданных температуре и концентрации инертного носителя в растворе характеризуется коэффициентом распределения f . Этот коэффициент равен отношению между соотношениями концентраций радиоактивного и инертного элементов в твердой фазе и в растворе. Было найдено, что величина f не зависит от концентрации радиоактивного вещества, пока эта концентрация очень мала.

При $f > 1$ каждый акт соосаждения приводит к увеличению концентраций радиоактивного вещества в твердой фазе; при $f < 1$ при соосаждении возрастает концентрация радиоактивного вещества в растворе. С ростом температуры f обычно стремится к единице, а при $f = 1$ уже не происходит, естественно, никакого обогащения.

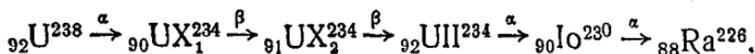
В качестве примера больших и малых f можно привести системы $RaBr_2 \cdot 2H_2O - BaBr_2 \cdot 2H_2O$ ($f=9$) и $RaCl_2 \cdot 6H_2O - SrCl_2 \cdot 6H_2O$ ($f=0,015$). Многократное повторение изоморфного соосаждения в процессе дробной кристаллизации [например, в системах $BaCl_2 - RaCl_2$, $Sr(NO_3)_2 - Ra(NO_3)_2$] приводит к очень высоким степеням обогащения.

Принципиально близким к дробной кристаллизации и притом значительно более простым методом обогащения является многократное экстрагирование разными растворителями радиоактивных веществ из их смесей с инертными носителями или другими радиоактивными соединениями. Этот метод основан на различии растворимостей отдельных соединений в тех или иных растворителях, вследствие чего происходит обогащение одной фазы за счет обеднения другой.

Так, например, отделение урана от тория достигается многократным перемешиванием водного и эфирного слоев, содержащих нитраты тория и уранила. При этом уранилнитрат переходит в эфирный слой значительно полнее, чем нитрат тория, и после многократного повторения разделения водного и эфирного слоев удается добиться

практически полного разделения названных элементов.

Изотопы с трудно измеримыми периодами полураспада. Вернемся теперь к цепи превращений от урана до радия, которая имеет следующий вид:



Могут возникнуть вопросы, как определяют на опыте очень короткие и очень длинные периоды полураспада и в каких соотношениях находятся количества разных членов ряда распада урана в природных урановых рудах.

Оба эти вопроса связаны между собой. В самом деле, если в цепи распада один изотоп рождается от другого, то по истечении долгого времени между изотопами устанавливается радиоактивное равновесие. Сколько, например, атомов UX_1 образуется в секунду от распада атомов урана, столько же их и распадается, рождая в свою очередь атомы UX_2 .

Поэтому хотя, например, период полураспада UX_2 равен всего 1,2 мин, его количество остается практически постоянным, пока он находится в равновесии с предыдущими членами ряда; убыль UX_2 непрерывно пополняется за счет распада UX_1 . Но стоит отделить UX_2 от материнских изотопов, как он почти полностью распадается за считанные минуты. Уже через 12 мин остается всего 1/1000 его часть. Пока изотопы, входящие в ряд распада, находятся между собой в равновесии, число распадов каждого из них за единицу времени одинаково. Но ясно, что число распадов за единицу времени пропорционально общему наличному количеству атомов каждого изотопа, ибо за единицу времени распадается вполне определенная доля ядер данного изотопа.

Если, например, имеется 1000 атомов с периодом полураспада 10 сек, то через 10 сек останется 500 атомов, т. е. в среднем за 1 сек распадается 50 атомов, а если период полураспада 100 сек, то 500 атомов останутся лишь через 100 сек, т. е. в среднем за 1 сек распадается 5 атомов. Очевидно, что количество атомов разных членов ряда радиоактивного распада, находящегося в условиях радиоактивного равновесия, обратно пропорционально соответствующим периодам полураспада.

Выпишем периоды полураспада членов ряда распада урана:

$$\begin{array}{cccccc} \text{U}^{238} & \text{UX}_1 & \text{UX}_2 & \text{U} & \text{Io} & \text{Ra} \\ 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет} & 24 \text{ дня} & 1,2 \text{ мин} & 2,48 \cdot 10^5 \text{ лет} & 8 \cdot 10^4 \text{ лет} & 1620 \text{ лет} \end{array}$$

Из условия обратной пропорциональности между количеством атомов и периодом полураспада получаем количества разных изотопов, находящихся в равновесии с 1 кг урана. Например, количество UX_1 (пренебрегая при подсчете различием в атомных весах U^{238} и UX_1^{234}) равно

$$1 \text{ кг} \times \frac{24}{4,5 \cdot 10^9 \cdot 365} = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ кг} \text{ или } 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ г.}$$

Количества других перечисленных изотопов таковы:

$$\begin{array}{cccccc} \text{UX}_1 & \text{UX}_2 & \text{U} & \text{Io} & \text{Ra} \\ 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ г} & 5 \cdot 10^{-14} \text{ г} & 0,05 \text{ г} & 0,018 \text{ г} & 0,00035 \text{ г} \end{array}$$

Итак, зная разные периоды полураспада и весовые количества одного из членов ряда, можно определить весовые количества других изотопов. Зная же весовые пропорции между разными членами ряда распада и период полураспада одного из них, можно определить периоды полураспада других членов ряда. Если периоды полураспада измеряются минутами, часами, днями, то их можно определить, измеряя активность взятого образца (например, по числу частиц, испускаемых данным образцом и регистрируемых счетчиком Гейгера) и замечая закон уменьшения этой активности со временем. Время уменьшения активности образца вдвое и будет периодом полураспада.

Но как быть, если период полураспада измеряется миллиардами лет? В этом случае надо определить при помощи счетчика или другого прибора абсолютное число актов испускания частиц за какой-то промежуток времени. Если мы знаем вес образца, т. е. число атомов во всем образце, и число частиц, испускаемых за единицу времени, то мы можем сказать, какой процент атомов распадается за секунду, за минуту, за час. Отсюда легко рассчитать и время, в течение которого распадается 50% всех атомов, т. е. период полураспада.

Труднее обстоит дело с определением очень коротких периодов полураспада, исчисляющихся подчас миллионными долями секунды или еще более коротким временем. В случае α -радиоактивности такие периоды могут быть довольно точно оценены по энергии E испускаемых α -частиц или по их пробегу L . Для этого используется закон Гейгера — Нэттола, который записывается в виде

$$\lg T_{1/2} = A - B \lg E \quad \text{или} \quad \lg T_{1/2} = A' - B' \lg L,$$

где A , B , A' и B' — постоянные величины. Резкое уменьшение периода полураспада с ростом энергии испускаемых α -частиц очевидно хотя бы из сравнения периодов полураспада и энергии α -частиц (табл. 3).

Таблица 3

Взаимосвязь периодов полураспада α -активных ядер и энергии испускаемых α -частиц

Ядро	Период полураспада	Энергия, Мэв
U ²³⁸	4,5 · 10 ⁹ лет	4,2
Ra ²²⁶	1620 лет	4,79
Po ²¹⁰	138 дней	5,30
Rn ²²²	3,8 дня	5,49

Закон Гейгера — Нэттола позволил довольно точно оценить периоды полураспада ряда короткоживущих изотопов. Было рассчитано, например, что периоды полураспада изотопов полония RaC'²¹⁴ и ThC'²¹², испускающих α -частицы с энергией 7,68 и 8,78 Мэв, равны 10⁻⁵ и 10⁻⁹ сек соответственно.

С появлением радиотехнических схем, позволяющих измерять скорость процессов, протекающих за очень малые времена, периоды полураспада многих короткоживущих изотопов были определены на опыте и для приведенных изотопов полония оказались, например, равными 1,6 · 10⁻⁴ и 3 · 10⁻⁷ сек.

Методы выделения чистых радиоактивных изотопов. Кроме различных вариантов метода инертных спутников, в радиохимии естественных радиоактивных изотопов нашли широкое применение и другие методы, позволяющие выделять радиоактивные изотопы в чистом виде.

Одним из таких методов является выделение так называемых радиоколлоидов. Ничтожные количества гидроокисей свинца, висмута, полония, образующиеся при добавлении аммиака к растворам, содержащим соли радиоактивных изотопов этих элементов, ведут себя как коллоидные частицы. Отстаиванием или центрифугированием таких растворов можно отделить радиоактивные коллоидные осадки без добавления инертных носителей. Интересно, что специальная дополнительная очистка растворов затрудняет образование радиоколлоидов. Возможно, что загрязнения раствора, например пылинки или волокна, играют роль инертных носителей и тем способствуют образованию радиоколлоидов. Процессы образования радиоколлоидов очень сильно зависят от способа

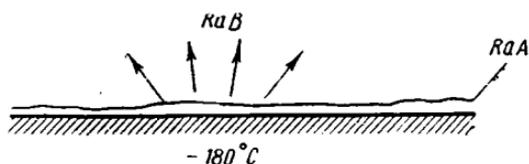


Рис. 20. Схема метода атомов отдачи. В объеме над охлаждаемой жидким воздухом поверхностью, покрытой тонким слоем RaA, собираются атомы RaB.

приготовления раствора, длительности его стояния, наличия всяких посторонних добавок. Поэтому не существует удовлетворительной теории этих процессов и их использование ограничено.

Заслуживают упоминания еще три метода выделения и разделения радиоактивных веществ без применения инертных носителей: метод атомов отдачи, метод активных осадков и электрохимический метод.

Метод атомов отдачи основан на том, что ядро, испускающее α - или β -частицы, испытывает отдачу, совершенно аналогичную отдаче ствола орудия при выстреле. Энергии отдачи вполне хватает на разрыв химической связи и испарение атома с поверхности, на которой он был расположен. Если нанести на охлаждаемое жидким воздухом золотое или платиновое зеркало тонкий слой радиоактивного вещества (рис. 20), то испустившие α - или β -частицу атомы за счет отдачи вылетают с поверх-

ности зеркала и могут быть собраны на расположенном над этой поверхностью специальном приемнике. Таким образом, например, были отделены ядра RaB от исходного α -активного изотопа RaA и ядра RaC от β -активного изотопа RaB.

Метод активных осадков основан на том, что в первый момент при испускании α -частиц происходит выбивание этими частицами электронов из оболочек того самого атома, из ядра которого они вылетели. Поэтому атомы, ядра которых испустили α -частицы, на какой-то период времени оказываются превращенными в положительные ионы и могут быть эффективно собраны на отрицательном электроде.

На рис. 21 изображена схема прибора для получения активного осадка. На корпус прибора подан положительный потенциал, а на игле — отрицательный потенциал. При α -распаде радиоактивного вещества, распределенного в некотором объеме, конечные продукты в виде положительных ионов собираются на отрицательно заряженной игле, давая активный осадок.

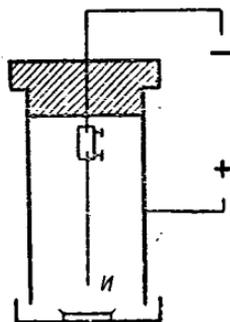


Рис. 21. Схема прибора для получения активных осадков.

Попытки электрохимического разделения радиоактивных изотопов были предприняты еще в первые годы существования радиохимии. Сущность метода состоит во введении в раствор, содержащий радиоактивный металл, электрода из другого, более электроположительного металла. При этом происходит вытеснение катионов радиоактивного металла из раствора катионами введенного металла и на поверхности электрода осаждается тонкий слой радиоактивного металла. Читателям хорошо известен пример такого рода вытеснения одного металла другим из школьного опыта по покрытию слоем меди куска железа, погружаемого в медный купорос: $Fe + CuSO_4 \rightarrow Cu + FeSO_4$.

Если в растворе присутствует смесь различных радиоактивных элементов, то в первую очередь будет осаждаться на введенном металлическом электроде наименее электроположительный или, как говорят, наиболее «бла-

городный» из радиоактивных металлов. Так, например, если в раствор солей ThC и ThB в азотной кислоте ввести никелевую пластинку, то оказывается возможным выделить в чистом виде изотоп более благородного металла — висмута (ThC), тогда как изотоп менее благородного металла — свинца (ThB) остается в растворе. Среди изотопов естественных радиоактивных элементов электроположительность возрастает, т. е. благородность убывает, в следующей последовательности:

Po, Bi, Pb, U, Pa, Th, Ac, Ra.

Процессы бестокового осаждения, т. е. осаждения радиоактивных металлов на вводимых в раствор металлических электродах без пропускания электрического тока, резко убыстряются перемешиванием раствора, например, путем введения вращающегося электрода или пропусканием через раствор пузырьков газа.

Кроме бестокового осаждения радиоактивных металлов, в радиохимии используются также процессы электролиза, т. е. пропускание тока через содержащие радиоактивные соединения растворы, в которые вводятся два электрода: катод (—) и анод (+). При этом возможно как выделение радиоактивных металлов на катоде, так и выделение различных соединений радиоактивных элементов на аноде.

Применение всех классических радиохимических методов позволило весьма подробно изучить изотопы, входящие в ряды распада урана, актиния и тория, разместить их в периодической системе и уяснить схемы распада в трех перечисленных рядах (см. рис. 7).

Изучение искусственной радиоактивности

Большинство радиохимических методов можно применять и при изучении искусственной радиоактивности.

Способы обогащения для искусственных радиоактивных изотопов еще проще, чем для естественных. Если в первом случае, например, инертным соосадителем должен быть элемент, близкий к искомому по химическим свойствам, то во втором случае соосадителем может быть неактивный изотоп того же самого элемента, который нужно выделить из раствора. Если, например, в серо-

углероде произошла ядерная реакция $S^{32}(n, p)P^{32}$ с образованием радиоактивного фосфора, то сперва атомы фосфора отмываются от сероуглерода водой, а затем в полученный чрезвычайно разбавленный раствор радиоактивной фосфорной кислоты добавляется такая же кислота, содержащая устойчивый изотоп P^{31} . После этого P^{32} прекрасно осаждается обычным способом вместе с инертным соосаждителем P^{31} .

Если по каким-либо причинам желательно выделить радиоактивный изотоп в чистом виде, не смешивая его с неактивным изотопом того же элемента, используют другие радиохимические методы. Например, при реакции $Cl^{35}(n, p)S^{35}$ образуется радиоактивный изотоп серы. В качестве исходного вещества берется обычно четыреххлористый углерод CCl_4 . После облучения жидкость промывают водным раствором аммиака, а затем добавляют хромовокислый калий и соль бария. При этом выпадает осадок $BaCrO_4$, вместе с которым осаждается и сера в виде $BaSO_4$. Этот осадок смешивают с углем и прокачивают в токе водорода, восстанавливая при этом $BaSO_4$ в BaS . При обработке BaS красной кровяной солью образуется элементарная сера, которую можно отмыть из получающегося осадка бензолом. После испарения бензола с какой-нибудь поверхности остается тончайший слой радиоактивной серы, который можно обнаружить только по его радиоактивному излучению.

Несколько сложнее обстоит дело, если при ядерной реакции, вызывающей образование радиоактивного изотопа, не происходит превращения элементов, а образуется другой радиоактивный изотоп исходного элемента. Наиболее распространенными примерами таких реакций являются (n, γ) -превращения, происходящие при захвате медленных нейтронов. В основе обогащения, производимого после ядерных реакций такого рода, лежит явление отдачи атомов, испускающих γ -кванты, о котором говорилось выше. В результате такой отдачи разрываются химические связи и активные атомы оказываются в ином химическом состоянии, чем атомы исходного соединения (реакция Сцилларда — Чалмерса).

Например, при поглощении тепловых нейтронов марганцем в водном растворе $MnSO_4$ образуются свободные атомы металла марганца, которые можно отделить при немедленном фильтровании раствора, так как они осе-

дают на имеющихся в растворе частицах пыли и не проходят через фильтр. Другим примером такого рода является образование радиоактивного изотопа иода по реакции $J^{127} (n, \gamma) J^{128}$ при облучении медленными нейтронами иодистого этила C_2H_5J . В этом случае радиоактивный иод отмывается от исходного соединения слабым водным раствором Na_2SO_3 . Раствор сульфита натрия никак не действует на иодистый этил, а элементарный иод под его действием восстанавливается с образованием аниона J^- . Далее можно, добавив инертный носитель KJ , осадить радиоактивный иод из раствора азотнокислым серебром в виде AgJ .

Микрометоды

При выделении новых, искусственно полученных элементов и исследовании их свойств большую роль сыграли микрометоды, позволяющие оперировать ничтожными количествами радиоактивных веществ. Развитие этих методов явилось большим успехом современной радиохимии, важным шагом в мир невесомо малого.

Еще недавно пределом точности взвешивания на самых чувствительных весах считался один микрограмм — миллионная доля грамма. Но взвешивать ничтожные порции соединений новых элементов с такой чувствительностью то же самое, что взвешивать человека на весах, обеспечивающих точность до 10 кг. Необходимо было в сотни раз повысить предел малости измеримого веса. Легко понять, что задача такого повышения точности взвешивания далеко не проста; нужно учесть хотя бы то обстоятельство, что малейшие токи воздуха действуют на сверхточные весы. Тем не менее сверхчувствительные микровесы для взвешивания «тяжестей» до 25 мг (с точностью до 0,02 мкг) были построены (рис. 22).

На кварцевой нити 1 толщиной 0,02 мм подвешена платиновая чашечка 3 весом около 200 мкг. Чашечка прикрепляется к нити при помощи алюминиевой рамки 4. Вес рамки 200 мкг. Кончик кварцевой нити 2 под действием нагрузки на чашечку отклоняется, и это отклонение регистрируется при помощи микроскопа с точностью до 0,002 мм. Еще более прецизионные весы были сооружены для измерения парамагнитной восприимчивости образцов различных зауроновых элементов весом

в несколько микрограммов. Речь идет об измерениях уже не силы тяжести, а силы, с которой внешнее магнитное поле воздействует на магнитные моменты неспаренных электронов атомов заурановых элементов. Магнитные микровесы позволяли измерять такие силы до 10^{-9} г с точностью до 10^{-11} г.

Не только взвешивание, но и все прочие манипуляции с микродозами соединений новых элементов сопряжены с большими трудностями. Объем капли раствора при работе с обычными аналитическими пипетками составляет

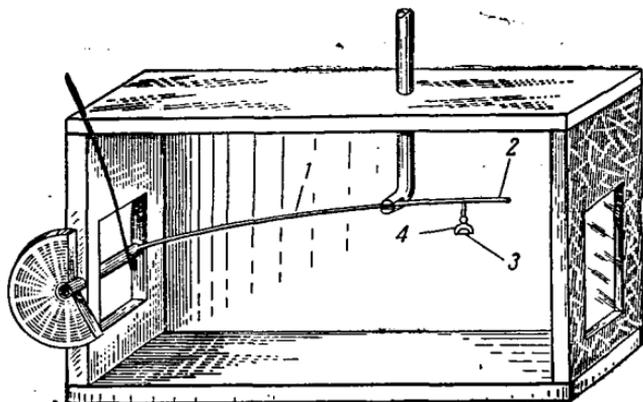


Рис. 22. Схема микровесов для взвешивания с точностью до двух стотысячных долей грамма.

около $0,002 \text{ см}^3$, а в опытах с растворами соединений новых элементов необходимо оперировать несравненно меньшими количествами вещества. Поэтому растворы исследуемых веществ приготавливаются в специальных микропипетках, в которые жидкость засасывается шприцем. Объем всей рабочей части такой пипетки (до деления) около 1 мм^3 , т. е. по крайней мере в 10 раз меньше объема обычной капли. Реакции проводятся в капиллярах диаметром от 0,1 до 1 мм или в специально сделанных микроконусах, причем все операции наблюдаются на установке через микроскоп (рис. 23).

Фильтровать столь малые количества растворов, конечно, не представляется возможным, поэтому фильтрование заменено центрифугированием. При быстром вра-

влении капилляра с раствором осадок перемещается на край, удаленный от центра вращения, и жидкость отсасывается шприцем.

Прокаливание капель раствора и осадков производится в кварцевой трубке с платиновым экраном.

На рис. 24 изображен бинокулярный микроскоп со специальным механическим приспособлением — микро-

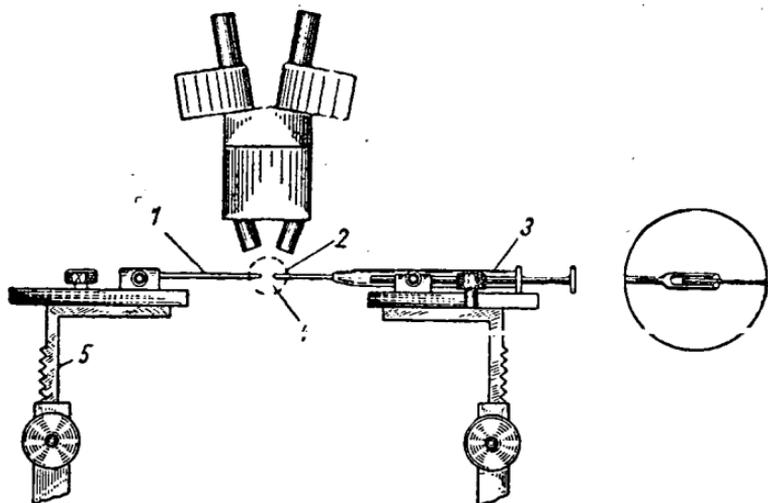


Рис. 23. Общая схема установки для изучения химических реакций с микродозами вещества:

1 — микропипетка (диаметр 0,36 мм, на 1 см длины приходится 0,001 см³ раствора); 2 — поле зрения (справа дано крупным планом); 3 — шприц на 0,5 см³; 4 — микроконус; 5 — простой микроманипулятор, сверху — бинокулярный стереомикроскоп (увеличивает в 30 раз).

манипулятором, с помощью которого под микроскопом проводятся необходимые операции с исследуемыми образцами.

Для измерения тепловых эффектов различных химических реакций, происходящих с микроколичествами радиоактивных элементов, используются специальные калориметры с очень малой теплоемкостью и прекрасной теплоизоляцией. Так регистрируется, например, увеличение температуры на 10^{-5} градуса при растворении микродоз соединений заурановых элементов в кислотах.

При помощи различных микроустановок были впервые изучены многие химические свойства новых синтети-

ческих элементов на образцах, вес которых не превышал стотысячной доли грамма. На основании данных этих исследований была разработана, например, технология промышленного получения плутония в количествах, в миллиарды раз превосходящих использованные в первых опытах. Естественно, что такой колоссальный коэффициент пересчета от лабораторных условий к заводским требовал чрезвычайной точности микроисследований.

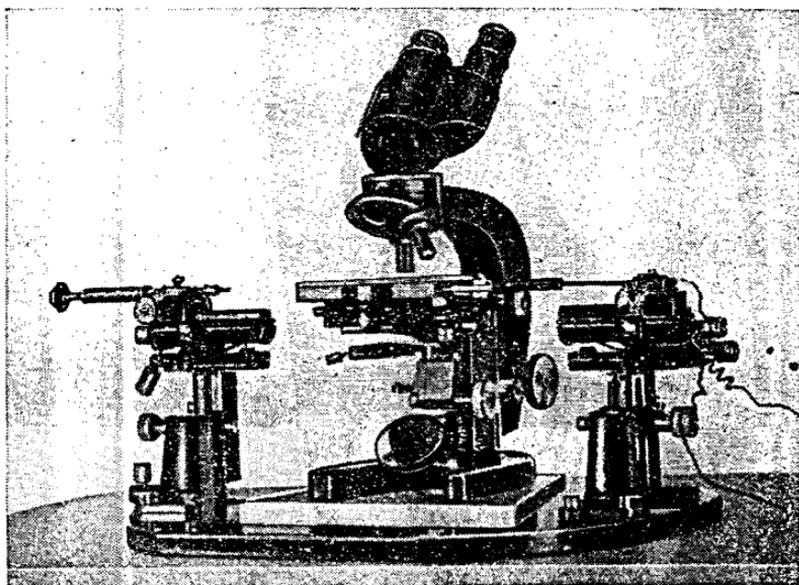


Рис. 24. Бинокулярный микроскоп с механическим манипулятором для ультрамикрохимических исследований.

Ионообменные методы в радиохимии

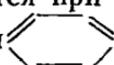
В последнее время в радиохимии очень большое значение для разделения ничтожных количеств разных элементов приобрел способ ионного обмена на различных синтетических смолах. Способ этот представляет разновидность хроматографического анализа, открытого русским биохимиком М. С. Цветом еще в 1903 г.

Простейший опыт по хроматографии может произвести сам читатель. Если приготовить смесь нескольких раз-

ноцветных растворов и опустить в эту смесь полоску фильтровальной бумаги, то на ней образуется несколько зон, окрашенных в цвета тех растворов, из которых составлена смесь. Таким образом, цвет смеси как бы разлагается фильтром на цвета составных частей (поэтому М. С. Цвет и назвал этот метод хроматографическим анализом). Происходит это по той причине, что разные составные части по-разному адсорбируются фильтром. Лучше адсорбируемые вещества остаются внизу полоски, хуже адсорбируемые вытесняются вверх.

Точно так же, если пропустить через колонну, наполненную определенными видами синтетических смол, раствор соединений разных элементов, которые могут обмениваться катионами или анионами с наполняющими колонну смолами, то первоначальная смесь разделяется на несколько зон по длине колонны, ибо разные составные части смеси взаимодействуют со смолой с разной эффективностью. Более энергично взаимодействующие элементы остаются в колонне ближе к входу, менее энергично взаимодействующие оттесняются дальше по длине колонны.

Если после смеси через колонну пропускается чистый растворитель, то вымываются в первую очередь наиболее слабо связанные ионы, расположенные ближе всего к выходу из колонны, и в последнюю очередь — наиболее сильно связанные ионы, расположенные ближе всего к входу в колонну. Таким способом удастся добиться прекрасного разделения даже очень близких по химическим свойствам редкоземельных элементов, несмотря на ничтожные концентрации их в исходном растворе.

Употребляемые для заполнения ионообменных колонн при работе с редкоземельными или заурановыми элементами синтетические смолы (например, амберлит, дауэкс и др.) являются катионитами, т. е. соединениями, которые обмениваются катионами с пропускаемым раствором. Такие смолы получаются при полимеризации формальдегида CH_2O с фенолом  — OH , один из водородных атомов которого замещен на какую-либо кислую группу (например, сернокислотную группу SO_3H). В результате такой полимеризации образуется многомолекулярное нерастворимое соединение, обладающее кислотными свойствами, т. е. способное к замене ионов H на

другие катионы с образованием солей. Кислотные свойства смол обусловлены наличием кислой группы, например SO_3H , анионом же является многомолекулярный фенольно-формальдегидный остаток.

Подобно тому как все металлы можно расположить в ряд напряжений по их способности вытеснять друг друга из обычных солей, так при ионном обмене существует определенная последовательность вытеснения одних металлов с поверхности катионита другими. Например, среди редкоземельных элементов наиболее энергично вступает в обменное взаимодействие с катионитом лантан, далее следуют церий и прочие лантаниды в порядке возрастания атомных номеров.

Дополнительным условием максимально полного разделения при вымывании соединений из хроматографической колонны является подбор такого растворителя, который взаимодействовал бы не в равной степени со всеми адсорбированными веществами, а в последовательности, обратной взаимодействию этих веществ с катионитом. Тогда избирательность вымывания адсорбированных веществ из колонны будет еще сильнее, ибо помимо оттеснения более слабо адсорбированных веществ к выходу из колонны будет сказываться стремление этих слабо адсорбированных веществ полностью «завладеть» растворителем. При обработке ионообменных колонн растворителем важную роль играет выбор кислотности среды, характеризующейся водородным показателем pH .

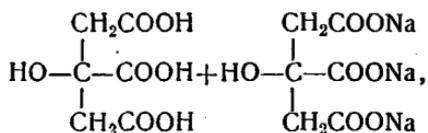
Водородным показателем называется взятый со знаком минус десятичный логарифм концентрации C_{H} водородных ионов в растворе: $\text{pH} = -\lg C_{\text{H}}$.

В чистой воде, диссоциирующей на ионы по схеме $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}^+ + \text{OH}^-$, концентрации H^+ и OH^- одинаковы и равны 10^{-7} г·ион/л, поэтому для чистой воды $\text{pH} = -\lg(10^{-7}) = 7$. С уменьшением концентрации водородных ионов pH возрастает, с ростом концентрации водородных ионов pH уменьшается; в кислых растворах поэтому $\text{pH} < 7$, а в щелочных растворах $\text{pH} > 7$. Всякое добавление в раствор кислоты или щелочи, естественно, меняет pH раствора.

Существуют, однако, смеси, в которых pH при разбавлении, концентрировании или добавлении кислот или щелочей меняется относительно слабо. Такие смеси на-

зываются буферными и представляют обычно раствор, содержащий какую-либо слабую кислоту и ее соль или слабое основание и его соль. Рассмотрим, например, смесь уксусной кислоты CH_3COOH и уксусонатриевой соли CH_3COONa . Поскольку уксусная кислота слабая, она диссоциирует в водном растворе на катион H^+ и анион CH_3COO^- не полностью, а лишь в малой степени. Соль же полностью диссоциирована на катион Na^+ и CH_3COO^- . Если добавить в раствор другую кислоту, например соляную, то при отсутствии в растворе соли CH_3COONa произошло бы сильное увеличение концентрации водородных ионов, т. е. сильное уменьшение рН. Наличие соли приводит к тому, что анионы CH_3COO^- связывают часть добавленных ионов H^+ и ослабляют действие HCl (как буфера на вагонах смягчают действие сил удара, принимая на себя часть этого действия; отсюда и возникло название «буферные смеси»). Поскольку при обработке ионообменных колонн растворитель непрерывно взаимодействует с наполнителем колонны, что может сильно изменить водородный показатель растворителя и условия вымывания, в качестве растворителя целесообразно применять буферные смеси.

Иногда эти смеси обладают еще и другими преимуществами. Так, например, если вымывать редкоземельные элементы из колонны с амберлитом, то уже из-за последовательности адсорбционных, ионообменных свойств более тяжелые элементы должны были бы вымываться в первую очередь, церий и лантан — в последнюю. Если к тому же производить отмывание лантанидов смесью лимоннокислого натрия и лимонной кислоты



взятых в таком соотношении, чтобы водородный показатель среды равнялся $\text{pH}=3-3,5$, то лантаниды образуют с этой буферной смесью комплексные ионы $\text{Na}_3[\text{La}(\text{HOC}_3\text{H}_4\text{C}_3\text{O}_6)_2]$, в которых лантан и лантаниды уже не являются катионами, но входят в состав аниона и потому не адсорбируются смолой. Способность к обра-

зованию таких комплексов возрастает от лантана к лютецию, поэтому усиливается преимущественное вымывание сначала более тяжелых лантанидов, а потом более

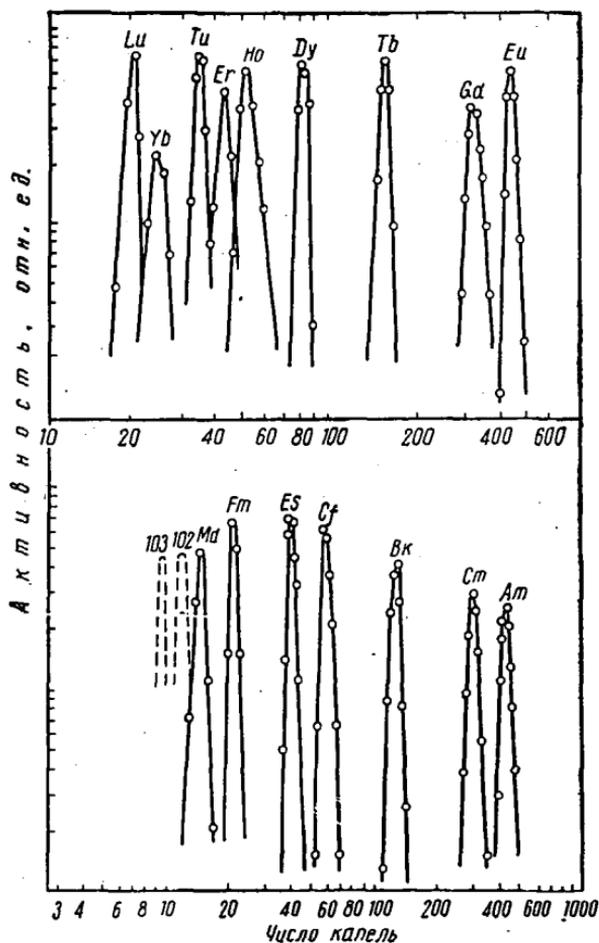
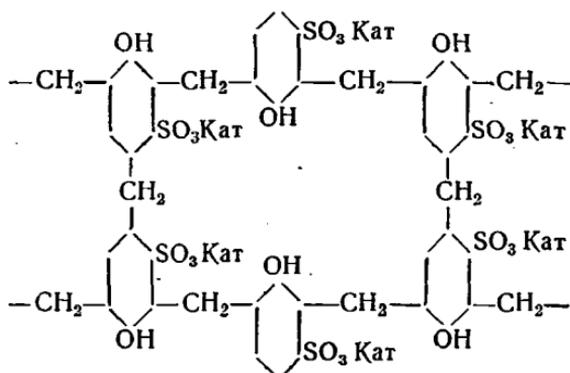


Рис. 25. Кривые хроматографического (ионообменного) разделения лантанидов и актинилов.

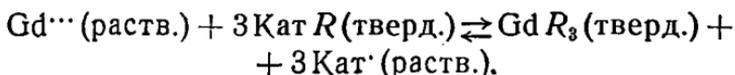
легких. Изменяя водородный показатель буферной смеси, можно регулировать процесс вымывания. Итак, строение смолы-катионита, представляющего собой «защитый» (с поперечными связями между полимерными це-

почками) сульфифенольно-формальдегидный полимер, можно изобразить следующим образом:

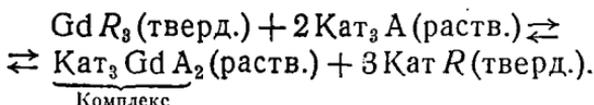


или схематически Кат R , где Кат — обмениваемый одновалентный катион, а R — полимерный анион.

Реакция обменной адсорбции трехвалентных катионов, например одного из лантанидов — гадолиния Gd^{3+} , имеет вид:



Последующая реакция вымывания (элюирования) может быть схематически записана так:



На рис. 25 изображены кривые хроматографического разделения лантанидов и ряда заурановых элементов на синтетической катионной смоле дауэкс-50 при вымывании из ионообменной колонки аммониевой солью α -гидроксизомасляной кислоты $(CH_3)_2 \cdot COH \cdot COONH_4$. Сама колонка схематически показана на рис. 26. Капли раствора, собираемого из колонки, анализируются (например, спектроскопически) на содержание в них того или иного элемента. При работе с радиоактивными изотопами такой анализ оказывается в известном смысле даже более простым, ибо исследование химических свойств

можно заменить измерениями радиоактивности вымываемого раствора, причем периоды полураспада, вид и энергия излучаемых частиц показывают, какие именно изотопы тех или иных элементов вымываются в данный момент.

По оси абсцисс на рис. 25 отложен объем пропущенного через колонку вымывающего раствора (в числе капель), по оси ординат — величина измеряемой радиоактивности, каждый «всплеск» которой отвечает максимуму содержания того или иного элемента на выходе из колонки, а каждый «провал» — смене одного элемента другим, вымываемым в следующую очередь.

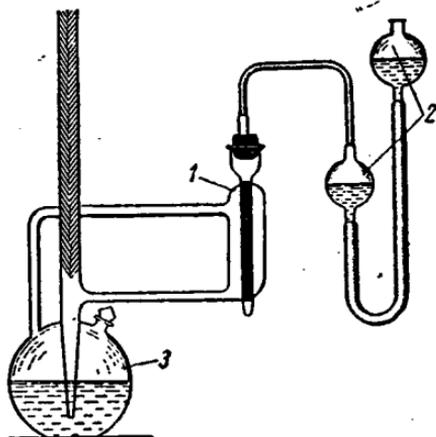


Рис. 26. Ионообменная колонка:

1 — колонка, заполненная ионообменной смолой; 2 — стеклянные груши со ртутью для создания избыточного давления; 3 — колба с дефлегматором для кипячения вещества (например, бензола), парами которого производится обогрев колонки.

Очевидно, что для лантанидов последовательность вымывания совершенно четко идет от более тяжелых (лютеций, $Z=71$) к более легким (европий, $Z=63$) элементам. Бросается в глаза и яркое сходство кривых вымывания лантанидов и заурановых элементов.

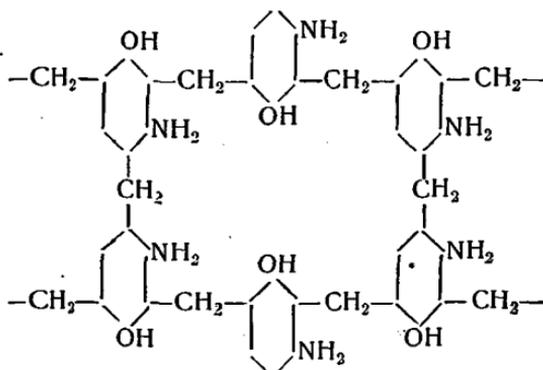
Такое сходство поведения при ионном обмене с лантанидами существенно помогло в идентификации вновь открываемых заурановых элементов и в установлении их химической природы.

Хроматографический метод может быть применен для разделения не только катионов, но и анионов. В этом случае применяются смолы несколько иного состава — так называемые аниониты.

Наиболее высококачественные аниониты являются, подобно катионитам, фенольно-формальдегидными смолами, но один из водородных атомов фенола замещен в этих смолах не на кислую, а на основную, содержащую азотгруппу, например NH_2 .

Строение смолы анионита может быть изображено формулой

При обработке анионита кислотой происходит связывание этой кислоты с образованием группы NH_3RA (где А — анион) аналогично получению хлористого аммония NH_4Cl .



Таким образом, получается соединение кислоты со смолой — анионитом типа аммониевой соли, но вместо одного из атомов водорода в этой соли стоит R-многомолекулярный фенольно-формальдегидный остаток. При пропускании через колонну с анионитом кислот или солей происходит обменная адсорбция анионов смолой и смесь разделяется на фракции соответственно способности анионов к обмену со смолой — анионитом. Последующее вымывание соответственно подобранным растворителем приводит к прекрасному разделению анионов.

Ионный обмен настолько чувствителен к малейшим изменениям в свойствах элементов, что при его помощи удавалось даже производить частичное разделение изотопов некоторых элементов. Например, при пропускании через заполненную смолой колонну раствора солей лития соотношение количеств изотопов $\text{Li}^7 : \text{Li}^6$ вместо нормального 11,7 изменялось до 14,1 в первых вымываемых порциях и до 8,8 в последних порциях.

Метод М. С. Цвета оказался особенно важным для разделения новых заурановых элементов, тоже очень схожих между собой по химическим свойствам и потому с большим трудом разделяемых по методу инертных спутников.

Специфические особенности работы с радиоактивными изотопами

Помимо трудностей, вызываемых необходимостью работать с ничтожно малыми количествами радиоактивных изотопов, следует помнить и об определенной опасности работ с радиоактивными веществами для здоровья исследователя.

Пионеры ядерной физики и радиохимии, не подозревавшие об этой опасности, работали с радиоактивными излучателями как с обычными химическими препаратами. Последствия такой самоотверженности печальны. Достаточно вспомнить первоисследователя «эманации радия» (радона) В. Рамзая, умершего от рака в полости носа, вызванного ожогом радиоактивными излучениями. Радиоактивные загрязнения могут сохраняться долгие годы. Автор этой книги имел возможность судить об этом, посетив Университет Мак-Гилла в Монреале (Канада), где около 10 лет работал великий Резерфорд. После его отъезда в Англию (в 1907 г.) работы с радиоактивными веществами в Монреале прекратились почти на сорок лет. Когда же по возобновлении таких работ начали обследовать с помощью различных счетчиков и дозиметров лаборатории, кабинеты и аудитории, где находились Резерфорд и его сотрудники, оказалось, что каждый их шаг оставил неизгладимый радиоактивный след. В аудитории, где Резерфорд читал лекции, можно было по уровню радиоактивности точно восстановить картину его пребывания: где он останавливался у доски чаще, где реже, на какой высоте была его рука, когда он писал разные формулы, где он облакачивался обычно на стол.

Изучение химических свойств радиоактивных изотопов в современных радиохимических лабораториях проводится в герметически закрытых боксах, снабженных толстыми стеклами. В стенки таких боксов (рис. 27) вмонтированы резиновые перчатки, в которых химики могут выполнять всевозможные процедуры с радиоактивными препаратами с помощью находящихся внутри бокса реактивов и оборудования. Поскольку пробег β - и особенно α -частиц весьма мал, перчатки служат достаточной защитой для рук исследователя при работе с α - и β -активностями. Когда активность особенно высока и имеется сильное проникающее γ -излучение, используют

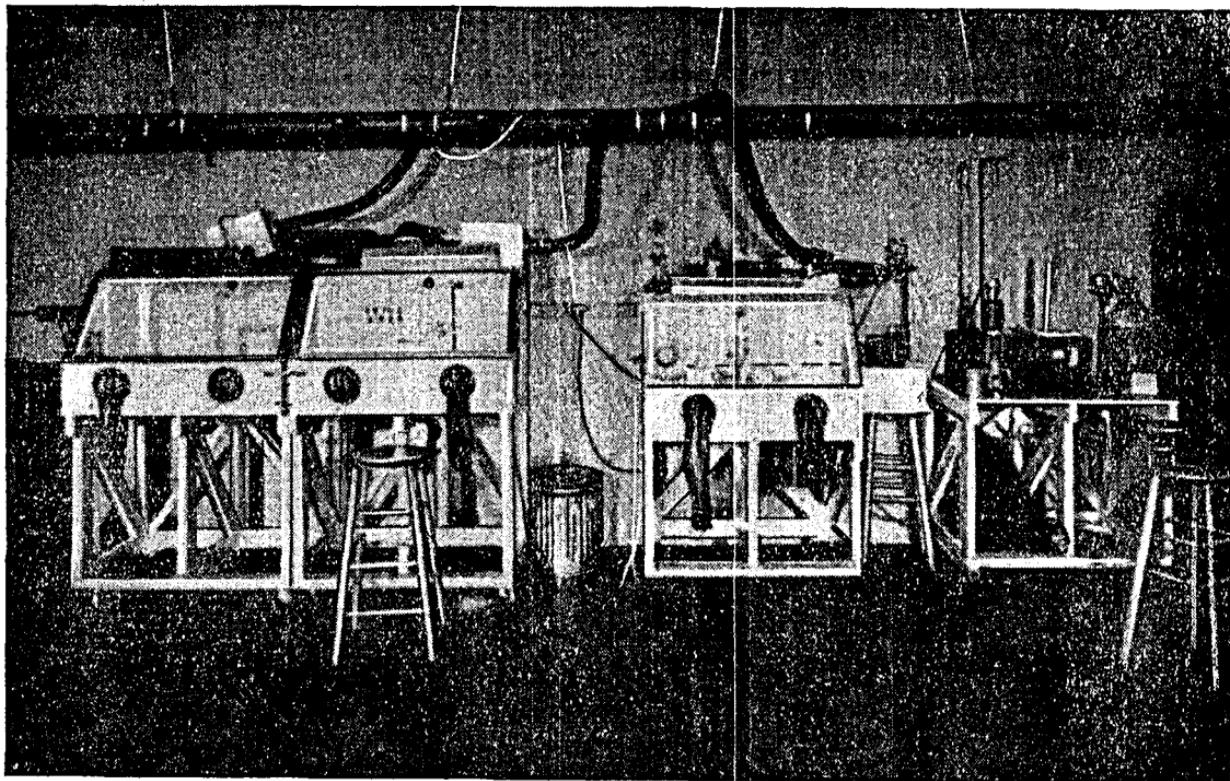


Рис. 27. Боксы для работы с радиоактивными изотопами.

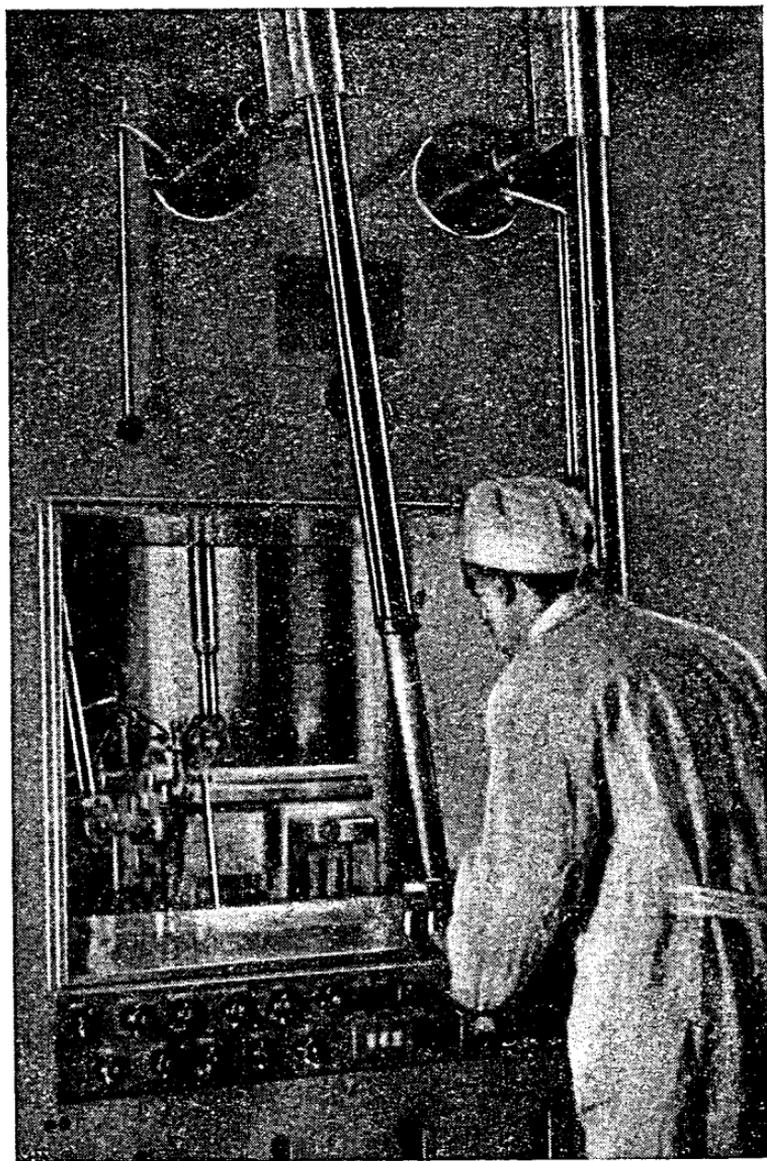


Рис. 28. Работа на дистанционном манипуляторе.

ся еще более надежные способы защиты экспериментаторов. В горячих лабораториях, где проводятся опыты с особо активными препаратами, исследователь отделен от изучаемых веществ толстой защитной стенкой со смотровым окном из свинцового стекла толщиной до 1 м или с системой перископического либо телевизионного наблюдения. Руки ученого заменяют захваты специальных устройств — копирующие манипуляторы, точно повторяющие движения рук, одетых в перчатки манипулятора по другую сторону защитной стены (рис. 28). При работе с радиоактивными изотопами надо четко представлять себе степень ее опасности для здоровья, зависящую от величины активности, вида и энергии излучения, упаковки источника. Только таким образом можно избежать двух крайностей: работы без всяких соблюдения требований техники безопасности и излишней паники, приводящей подчас к совершенно неоправданному страху перед всяким использованием радиоактивных изотопов.

Обратимся теперь к еще одному осложнению, возникающему при исследовании химических свойств радиоактивных изотопов. Под действием радиоактивных излучений происходят всевозможные химические превращения вещества: ионизация атомов и молекул, их возбуждение, разрыв одних химических связей и образование других. В результате механизм химических реакций, происходящих с участием радиоактивного изотопа, может существенно отличаться от реакций со стабильными изотопами того же элемента. Ясно, однако, что такое отличие нельзя относить за счет различия химических свойств разных изотопов. Надо уметь отделить факторы, обусловленные истинными химическими свойствами, от вызванных действием излучений.

При воздействии излучений на водные растворы ионизуются молекулы воды, от них отрываются электроны и присоединяются к нейтральным молекулам. Таким образом, возникают положительные и отрицательные молекулярные ионы H_2O^+ и H_2O^- , диссоциирующие на H^+ и OH^- , H и OH^- . В результате в растворе появляются сильные восстановители (атомы H) и сильные окислители (гидроксильные радикалы OH), а также продукты их рекомбинации — H_2 , O_2 и перекись водорода (H_2O_2). В зависимости от конкретных условий опыта вода может оказаться окислителем или восстановителем. Так, напри-

мер, америций (один из заурановых элементов) восстанавливается в водных растворах под действием собственного α -излучения из шести- и пяти- до трехвалентного состояния. Радиационный выход (G) такого восстановления, т. е. число восстановленных атомов америция на 100 эв поглощенной этими атомами энергии излучения, составляет $G=2,6$. Таким образом, энергии α -распада одного ядра Am^{241} ($E_\alpha \approx 5,5 \text{ Мэв}$), если бы вся она поглощалась другими атомами америция, хватило на восстановление более ста тысяч таких атомов. На самом деле, конечно, львиная доля энергии излучения поглощается молекулами растворителя. Вопросы химического действия излучений; кинетики и механизма вызываемых ими химических реакций, предотвращения вредного и осуществления полезного действия (например, в химической промышленности) рассматриваются новой отраслью современной химии — радиационной химией.

Глава IV

ЗАПОЛНЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

После открытия гафния и рения в периодической системе Менделеева в старых ее границах (от водорода до урана) осталось четыре свободных места, соответствовавших еще не открытым элементам. Это были места с атомными номерами 43, 61, 85 и 87. Из числа этих элементов существование трех (43, 85, 87) и их свойства были предсказаны Менделеевым, давшим этим элементам наименования экамарганца, экаиода и экацезия. Четвертый элемент (61) располагается в периодической системе как один из четырнадцати редкоземельных металлов (лантанидов) и по своим химическим свойствам должен был, естественно, напоминать остальные члены этого семейства.

Элементы 85 и 87 находятся в той части периодической системы, которая заполнена неустойчивыми ядрами, испытывающими радиоактивный распад, элементы 43 и 61 находятся в середине периодической системы, по этому ожидалось, что они будут устойчивыми.

Среди элементов середины периодической системы встречаются естественные радиоактивные изотопы (табл. 4), но, во-первых, они не единственные изотопы соответствующих элементов, наряду с ними существуют и стабильные изотопы, во-вторых, периоды полураспада этих изотопов столь велики, что заметить самый факт естественной радиоактивности было весьма трудно. Так, например, изотоп In^{115} претерпевает β -превращение с периодом полураспада $6 \cdot 10^{14}$ лет. Содержание этого изотопа в природной смеси изотопов, образующих элемент индий, равно 95,67%, так что примеси In^{113} можно не учи-

тывать. Отсюда легко высчитать, что образец индия в 1 г будет давать за счет естественной радиоактивности не более одиннадцати актов распада в минуту. Между тем обычный фон гейгеровских счетчиков, связанный с регистрацией космических лучей, уже составляет десятки импульсов в минуту.

Таблица 4

Естественные радиоактивные изотопы стабильных элементов

Изотоп	Содержание в природной смеси изотопов, %	Вид распада	Период полураспада, годы
$^{40}_{19}\text{K}$	0,0118	β^- (89%); э. з. (11%) (э. з. — электронный захват)	$1,25 \cdot 10^9$
$^{50}_{23}\text{V}$	0,25	э. з.	$4 \cdot 10^{14}$
$^{87}_{37}\text{Rb}$	27,85	β^-	$4,7 \cdot 10^{10}$
$^{115}_{49}\text{In}$	95,67	β^-	$6 \cdot 10^{14}$
$^{138}_{57}\text{La}$	0,089	э. з. (70%); β^- (30%)	$1 \cdot 10^{11}$
$^{142}_{58}\text{Ce}$	11,07	α	$5 \cdot 10^{15}$
$^{144}_{60}\text{Nd}$	23,8	α	$2 \cdot 10^{15}$
$^{147}_{62}\text{Sm}$	15,1	α	$1,2 \cdot 10^{11}$
$^{152}_{64}\text{Gd}$	0,21	α	$1,1 \cdot 10^{14}$
$^{176}_{71}\text{Lu}$	2,6	β^-	$2,17 \cdot 10^{10}$
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,16	α	$2 \cdot 10^{15}$
$^{180}_{73}\text{Ta}$	0,0123	β^- ; э. з.	$\geq 2 \cdot 10^{13}$
$^{180}_{74}\text{W}$	0,135	β^-	$\geq 2 \cdot 10^{13}$
$^{187}_{75}\text{Re}$	62,93	β^-	$6,2 \cdot 10^{10}$
$^{190}_{78}\text{Pt}$	0,0127	α	$5,9 \cdot 10^{11}$
$^{192}_{78}\text{Pt}$	0,78	α	$1 \cdot 10^{15}$

Итак, повторяем, не было оснований предполагать неустойчивость элементов 43 и 61.

Элемент 43 — технеций

По своему положению в периодической системе Д. И. Менделеева элемент 43 является аналогом марганца. Еще в 1846 г. было объявлено об открытии элемента, названного ильмением, который по химическим свойствам и атомному весу мог быть принят за экамарганец. Но Д. И. Менделеев отказался включить ильмений в свою таблицу, и не зря: при тщательной проверке сообщение о его открытии оказалось ошибочным. Судьбу ильмения разделили впоследствии и другие претенденты на роль

экамарганца: дэвий, люций, ниппоний. Между тем после опытов Мозли существование экамарганца в числе еще не открытых химических элементов стало совершенно очевидным.

Наиболее серьезные поиски элементов 43 и 75 были предприняты немецкими учеными супругами Ноддак, которые проанализировали распространенность в природе марганца и пришли к выводу, что оба его гомолога — 43 и 75 — следует искать в рудах, содержащих ниобий, тантал, платину, а в виде примесей марганец. В 1925 г. эти ученые объявили об открытии элемента 43, названного мазурием, и элемента 75, названного рением. Открытие рения было подтверждено другими авторами, что придавало убедительность и существованию мазурия. Поэтому еще в 1937 г. — в год подлинного рождения элемента 43 — в большинстве книг под этим номером фигурировал мазурий. Между тем опытами многих ученых было точно доказано, что супруги Ноддак ошибочно приняли за элемент 43 разные примеси, не имеющие к нему никакого отношения.

После того как искусственным путем были приготовлены сотни радиоактивных изотопов разных элементов, а при помощи масс-спектрографов исследованы устойчивые изотопы (которых насчитывается около трехсот), немецкий физик Маттаух сформулировал в 1934 г. следующее правило: стабильные изотопы элементов с нечетными атомными номерами не имеют стабильных изобаров, т. е. изотопов соседних элементов с теми же массовыми числами. Подтвержденное огромным числом примеров правило Маттауха имеет лишь два исключения: стабильные изобары ${}_{48}\text{Cd}^{113}$ — ${}_{49}\text{In}^{113}$ и ${}_{51}\text{Sb}^{123}$ — ${}_{52}\text{Te}^{123}$. До недавнего времени исключением из этого правила считались еще 3 пары: индий — олово с массовым числом 115, титан — ванадий и ванадий — хром с массовым числом 50, но, как было указано в табл. 4, In^{115} и V^{50} оказались радиоактивными изотопами. Может быть, и два оставшихся исключения — лишь кажущиеся, связанные с весьма большими значениями периодов полураспада In^{113} и Sb^{123} .

Правило Маттауха становится очевидным, если рассмотреть зависимость прочности атомных ядер с данными массовыми числами от числа нейтронов и протонов в этих ядрах (рис. 29, 30). По оси абсцисс на рисунках

отложена разность числа нейтронов и протонов в ядре, по оси ординат (в произвольном масштабе) — разность точной массы и массового числа. Поскольку уменьшение массы покоя ядра сопровождается выделением энергии, энергетически выгодными являются переходы с приближением к оси абсцисс. Чем ближе к горизонтальной оси расположено ядро, тем оно устойчивее, прочнее.

Если A нечетно, то N или Z также нечетны, разность $N - Z$ всегда нечетная и ядра с нечетными A разбива-

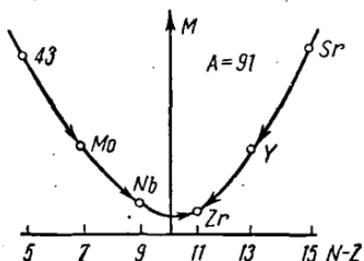


Рис. 29. Схема переходов путем β -распада для нечетно-четных и четно-нечетных ядер.

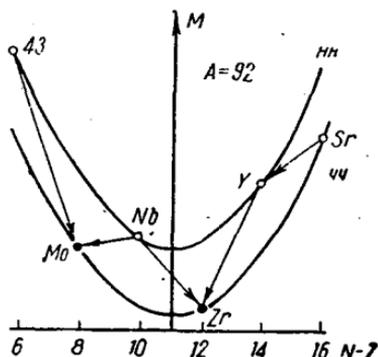


Рис. 30. Схема переходов путем β -распада для четно-четных и нечетно-нечетных ядер.

ются на нечетно-четные (нч, с нечетными Z и четными N) и четно-нечетные (чн, с четными Z и нечетными N). Прочность нч- и чн-ядер, как уже говорилось выше, примерно одинакова и зависимость устойчивости ядра от $N - Z$ для таких ядер передается одной кривой (см. рис. 29).

Среди ядер с четными A могут быть как четно-четные, так и нечетно-нечетные ядра. Разность $N - Z$ при четных A всегда четная. Мы говорили уже, что чч-ядра наиболее прочные, а нн-ядра — наименее прочные. Поэтому существуют две кривые, изображающие зависимость устойчивости ядер с четными A от величины $N - Z$: для чч- и нн-ядер (см. рис. 30).

Энергетически выгодные переходы обозначены на рис. 29 и 30 стрелками. Стрелки, направленные влево, означают β^+ -распад или электронный захват, а стрелки, направленные вправо, — β^- -распад. Очевидно, что на

рис. 29 β -распад отвечает переходу вдоль кривой, а на рис. 30 — переходу с одной кривой на другую. Стабильными могут оказаться многие чч-ядра (в данном случае это ${}_{42}\text{Mo}_{50}^{92}$ и ${}_{40}\text{Zr}_{52}^{92}$) и отдельные чн- или нч-ядра (здесь ${}_{40}\text{Zr}_{51}^{91}$), тогда как нн-ядра оказываются нестабильными.

Таким образом, поскольку все изобары с данным нечетным A лежат на одной кривой устойчивости, среди них лишь один изотоп нч- или чн, расположенный ниже всех, может быть устойчивым, а остальные распадаются, спускаясь вниз по кривой.

Для изобаров с данным четным A существуют две кривые устойчивости. Какой бы мы ни выбрали нн-изотоп, всегда оба соседних с ним по значению $N - Z$ изотопа, лежащие на кривой чч-изотопов, более устойчивы. Поэтому все нн-изотопы нестабильны и испытывают β^- - или β^+ -распад (или электронный захват), причем исключением из этого правила являются лишь четыре легких ядра ${}_{1}\text{H}^2$, ${}_{3}\text{Li}^6$, ${}_{5}\text{B}^{10}$, ${}_{7}\text{N}^{14}$. Среди изотопов с четными Z и N устойчивыми могут оказаться не только расположенные «на дне», но и лежащие выше по обе стороны кривой. В самом деле, радиоактивный распад (β^- -, β^+ -распад или e -захват) чч-изотопов привел бы к образованию нн-изотопов, устойчивость которых, как правило, меньше устойчивости чч-изотопов. Поэтому все чч-изотопы, лежащие на кривой устойчивости ниже дна кривой для нн-изотопов, оказываются стабильными. Среди изобаров с данным четным A наблюдается до трех устойчивых чч-изотопов.

Из сказанного следует, что для элементов с нечетными Z стабильными могут быть лишь изотопы с четными N (нч-ядра), т. е. с нечетными A . При этом среди изобаров с данным нечетным A есть лишь один стабильный нч- или чн-изотоп. Поэтому наличие стабильного нч-изотопа исключает существование стабильных чн-изотопов с тем же A , и наоборот, наличие стабильных чн-изотопов с данным A исключает существование устойчивого нч-изотопа с таким массовым числом.

Применим правило Маттауха к элементу 43. Имеются ли стабильные изотопы этого элемента?

Он расположен между молибденом с атомным весом 95,94 и рутением с атомным весом 101,07. Таким образом,

его атомный вес должен был бы лежать в пределах от 96 до 102.

Посмотрим, каковы значения массовых чисел стабильных изотопов молибдена и рутения. Все эти значения являются как бы запрещенными для устойчивых изотопов элемента 43 (табл. 5).

Таблица 5

Применение правила Маттауха к технецию

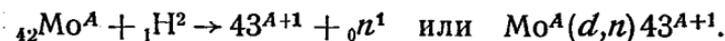
Элемент	Массовые числа стабильных изотопов									
	94	95	96	97	98	99	100	101	102	
42 (молибден)										
44 (рутений)										

Мы видим, что не приходится ожидать наличия стабильных изотопов элемента 43 с массовыми числами в том интервале, который соответствует атомному весу этого элемента, определяемому его местом в периодической системе. Таким образом, все изотопы элемента 43 должны быть радиоактивными, причем нельзя было заранее предсказать, каковы будут периоды полураспада изотопов элемента 43.

Поиски радиоактивного элемента в природе могут оказаться успешными, если период полураспада изотопов этого элемента (или других радиоактивных изотопов, при распаде которых возникают изотопы искомого элемента) близок к возрасту Земли (несколько миллиардов лет). Радиоактивные изотопы с более короткими периодами полураспада, если они и существовали раньше на Земле, уже давно распались и сейчас их можно получить лишь путем искусственного приготовления. Искусственное приготовление первого из «синтетических» — элемента 43 — было впервые осуществлено в 1937 г. Ядра молибдена на циклотроне в Беркли (Калифорния, США) бомбардировали ядрами тяжелого изотопа водорода — дейтонами, ускоренными до энергии 5 Мэв. Облученный таким образом молибден исследовал в Италии ныне широко известный физик (открывший в 1955 г. антипротон) из школы Ферми — Сегре и его сотрудник Перье. Эти ученые доказали, что при бомбардировке молибдена дейтонами об-

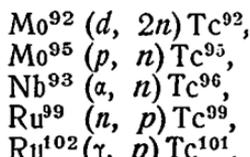
разуется новый элемент, родственный в химическом отношении рению и марганцу, и дали элементу название технеций — от греческого «технетос» — искусство, в знак того, что это был первый элемент, полученный искусственным путем*.

Уравнение реакции синтеза элемента 43 имеет вид



Поскольку молибден состоит из нескольких стабильных изотопов с разными массовыми числами A , то при этой реакции может получиться несколько изотопов элемента 43.

Позднее были исследованы многие другие ядерные реакции, приводящие к образованию различных изотопов технеция. В качестве исходных ядер, подвергавшихся бомбардировке, в этих реакциях использовали молибден, ниобий и рутений, в качестве бомбардирующих частиц — протоны, дейтоны, нейтроны и α -частицы, а также γ -лучи большой энергии. Примером таких реакций являются:



Основной источник получения технеция в относительно больших количествах — это образование его в ядерных реакторах в числе осколков деления урана. Таким образом, технеций — один из побочных продуктов работы ядерного реактора.

При помощи ядерных реакторов удается накопить большие количества только таких радиоактивных изотопов, периоды полураспада которых достаточно велики (не менее десятков часов) и которые можно получать поэтому длительным накоплением. В противном случае быстро наступает равновесие: за единицу времени распадается столько же атомов данного изотопа, сколько их образуется вследствие деления урана. Накопить большие количества изотопа не удастся, потому что в этом случае, как и в рядах естественного радиоактивного распа-

* Nature, 140, 193 (1937).

да, равновесные количества разных изотопов пропорциональны периодам их полураспада. Поэтому из всех получаемых при делении урана или тория изотопов технеция ($A=99, 101, 102, 105, 107$) в наибольших количествах в реакторах удается накопить Tc^{99} , период полураспада которого исчисляется сотнями тысяч лет. Выход этого изотопа составляет около 10 г на каждый килограмм плутония. Изотоп Tc^{99} собран во вполне весомых количествах, и его массовое число установлено прямыми масс-спектроскопическими измерениями.

Еще дольше — миллионы лет — живут два других изотопа технеция: Tc^{97} и Tc^{98} . Но поскольку эти изотопы не образуются в больших количествах при делении, их не удалось накопить столько, сколько изотопа Tc^{99} .

Перечень всех изотопов технеция с указанием массовых чисел, вида радиоактивных превращений, периодов полураспада и энергии испускаемых частиц дан в табл. 6, построенной, как и все последующие таблицы изотопов новых элементов, на основании таблиц радиоактивных изотопов Гайсинского с использованием также данных Штротмингера, Холлендера и Сиборга*.

Во всех таблицах изотопов в книге в первом столбце приводятся массовые числа изотопов. В скобках в этом столбце даются спин и четность, когда эти характеристики установлены. В следующем столбце указывается тип их радиоактивного распада, причем буквы «э. з.» означают электронный захват (для Tc это всюду К-захват), а буквы «и.п.» — изомерный переход. Если изотоп распадается несколькими способами, перечисляются все эти способы и в скобках указывается доля наиболее редкого пути распада в общей скорости распада. В третьем столбце приводится период полураспада. Если период полураспада не измерен еще точно, указывается, короткий он или длинный. Периоды полураспада даны для совокупности всех процессов распада. В последних столбцах приводятся значения энергии α -частиц и γ -квантов и максимальной энергии спектра β -частиц, испускаемых при распаде. При наличии нескольких энергетических групп α - или β -частиц перечисляются энергии этих групп, а иногда еще указывается (в процентах) доля каждой группы. Для γ -квантов при наличии многих групп от-

* J. Strominger et. al. Rev. Mod. phys., 30, 2 (b) (1958).

Таблица 6

Изотопы технеция

Массовое число	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв	
			β	γ
92	β^+ ; э. з.	4,3 мин	4,1	1,3
93 ($^{93}_{2+}$)	э. з.; β^+ (7%)	2,7 ч	0,8	1,35—2
93 ^m ($^{93}_{2-}$)	и. п.; э. з. (20%)	43,5 мин		0,39; 2,7
94	β^+ ; э. з.	293 "		До 0,87
94 ^m	β^+ ; э. з. (25%)	53 "	2,4	0,87—3,27
95 ($^{95}_{2+}$)	э. з.	20 ч		0,76—1,07
95 ^m ($^{95}_{2-}$)	э. з.; и. п. (~3%)	60 дней	0,46	0,039 (и. п.) и 0,20—1,04
96	β^+ (<1%)			0,31—1,12
96 ^m	э. з.	4,2 дня		0,034
97 ($^{97}_{2+}$)	и. п.	51,5 мин		
97 ^m ($^{97}_{2-}$)	э. з.	2,6·10 ⁶ лет		0,097
98	и. п.	91 день		
98	β^-	1,5·10 ⁶ лет	0,30	0,65; 0,74
99 ($^{99}_{2+}$)	β^-	2,12·10 ⁵ "	0,29	
99 ^m ($^{99}_{2-}$)	и. п.	6 ч		0,002 и 0,140 (99%); 0,142 (1%)
100	β^-	15,8 сек	2,2—3,4	0,54—1,8
101 ($^{101}_{2+}$)	β^-	14,3 мин	1,07; 1,32	0,13—0,94
102	β^-	5 сек	4,4	
102	β^-	4,5 мин	~2	0,47
103	β^-	1,2 "		
104	β^-	3,8 "	~3	
104	β^-	18 "		
105	β^-	10 "		
107	β^-	<1,5 "		

дельные группы не перечисляются и лишь указывается, до какой энергии наблюдаются γ -кванты. В ряде случаев имеется определенное расхождение между разностями энергий отдельных групп α - или β -частиц и энергий γ -квантов. Это связано как с ошибками измерений (когда спектры частиц и γ -квантов изучались разными авторами), так и с возможностью каскадного испускания γ -квантов, т. е. перехода из одного состояния в другое через промежуточные состояния. Схемы распада различных изотопов здесь, как правило, не рассматриваются.

Из табл. 6 видно, что более легкие изотопы технеция являются в основном β^+ - или K -активными, а более тяжелые — β^- -активными. Таким образом, более легкие изотопы, в ядрах которых недостает нейтронов, распадаются с превращением протонов в нейтроны и с образованием ядер элемента 42 — молибдена, а более тяжелые изотопы, в ядрах которых имеется избыток нейтронов, распадаются с превращением нейтронов в протоны, причем образуются ядра элемента 44 — рутения.

Несколько работ было посвящено изучению физических свойств ядер различных изотопов технеция. Для наиболее изученного из изотопов технеция, Tc^{99} , прямыми опытами были определены ядерный спин, магнитный и квадрупольный моменты. Сопоставление изомерных переходов ядер изотопов Tc^{93} , Tc^{95} , Tc^{97} и Tc^{99} позволило сделать выводы о структуре ядер изотопов технеция.

Спин ядра ${}_{43}Tc_{56}^{99}$ оказался равным $9/2$. Спин n - и p -ядер равняется обычно полному моменту избыточного, нечетного нуклона, стало быть, можно считать, что полный момент нечетного протона в ядре Tc^{99} равен $9/2$. Это находится в соответствии с данными рис. 11 о структуре ядерных оболочек, из которых следует, что при Z или N от 40 до 50 идет заполнение нуклонной оболочки $1g_{7/2}$. Напомним, что символ g отвечает $l=4$, т. е. четному значению l . Соответственно четность Tc^{99} отмечена в табл. 6 знаком $+$.

Магнитный момент Tc^{99} равен $+5,657$ ядерного магнетона, электрический квадрупольный момент $Q \approx 0,3 \times 10^{-24}$ см². Теоретические формулы, связывающие оболочечную структуру с магнитным и квадрупольным моментами, довольно трудны, поэтому мы не будем здесь на них останавливаться.

Изучение изомерного перехода в Tc^{99} привело к выводу, что возбужденное (изомерное) состояние этого ядра характеризуется уровнем $2p_{1/2}^{m_2}$ ($l=1$, четность $-$) и что, таким образом, этот уровень лежит для ядра Tc^{99} выше уровня $1g_{7/2}$. Такой вывод лишней раз подчеркивает приблизительный характер схемы последовательности ядерных уровней, данной на рис. 11.

Сравнение изомерных переходов в ядрах Tc^{93} , Tc^{95} , Tc^{97} и Tc^{99} привело к выводу, что во всех этих ядрах основные состояния отвечают протонным уровням $1g_{7/2}$, а возбужденные состояния — $2p_{1/2}$.

Изучение изомерного перехода ядра Tc^{99m} привело к еще одному интересному результату — наблюдению зависимости константы радиоактивного распада от химического состояния технеция.

Как известно, Мария и Пьер Кюри, исследуя α - и β -распад природных радиоактивных изотопов, установили, что на скорость этого распада не влияют ни высокие давления, ни высокие или низкие температуры, ни действие каких-либо химических реактивов, взаимодействующих с соединениями распадающихся элементов.

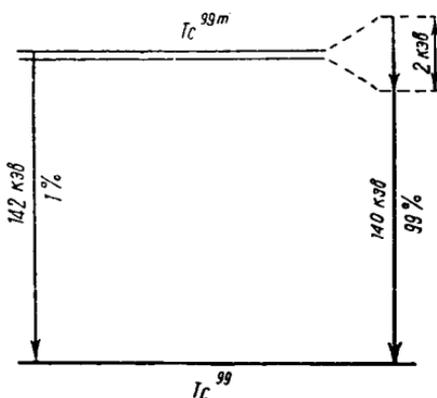


Рис. 31. Схема распада изомера Tc^{99m} .

Действительно, в α - и β -распаде превращение испытывают лишь атомные ядра, без участия электронных оболочек. Иное положение в таких видах радиоактивного распада, как электронный захват или внутренняя конверсия. В этих случаях распад происходит

превращение испытывают лишь атомные ядра, без участия электронных оболочек. Иное положение в таких видах радиоактивного распада, как электронный захват или внутренняя конверсия. В этих случаях распад происходит

вследствие взаимодействия ядер и электронных оболочек, и скорость распада, хотя и в очень слабой степени, зависит от химической структуры соединений превращающихся элементов.

На рис. 31 изображена схема распада ядра Tc^{99m} . В 99% случаев этот распад происходит двумя ступенями: сначала испускается γ -квант с энергией 2 кэВ, а затем γ -квант с энергией 140 кэВ. Лишь примерно в 1% случаев происходит испускание γ -квантов с энергией 142 кэВ с прямым переходом в основное состояние Tc^{99} . Испускание γ -квантов с энергией 2 кэВ в огромном большинстве случаев заменяется внутренней конверсией, т. е. прямой передачей энергии возбуждения ядра электронным оболочкам. Поэтому этот процесс должен зависеть от химического состояния технеция.

Тщательные измерения разности констант радиоактивного распада металлического технеция (λ_1), пертех-

ната калия KTcO_4 (λ_2) и сульфида технеция Tc_2S_7 (λ_3) привели к выводу, что для металлического технеция $\lambda_1 = 0,1148 \pm 0,0005$ /р, т. е. $T_{1/2} = 6,04 \mp 0,03$ ч, а

$$\begin{aligned}\lambda_2 - \lambda_3 &= (27,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} \lambda_3, \\ \lambda_1 - \lambda_3 &= (3,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} \lambda_3.\end{aligned}$$

Таким образом, период полураспада технеция в KTcO_4 на 1 сек меньше, а в Tc_2S_7 на 8,6 сек больше периода полураспада металлического технеция. Хотя сама величина периода полураспада металлического технеция установлена сточностью до 100 сек, но разность периодов полураспада технеция в различных состояниях удалось установить вполне надежно.

Получение технеция в относительно больших количествах позволило исследовать такое свойство металлического Tc^{99} , как сверхпроводимость. Известно, что при температурах, близких к абсолютному нулю, многие металлы и сплавы ведут себя как сверхпроводники, т. е. не оказывают сопротивления электрическому току. Сверхпроводимость проявляется и в другом свойстве сверхпроводников — их идеальном диамагнетизме, т. е. в том, что магнитное поле не проникает в толщу сверхпроводящего металла. Свойство сверхпроводимости появляется с понижением температуры не постепенно, а скачком, при определенной критической температуре T_K .

Изучение магнитных свойств технеция при низких температурах показало, что технеций, как и рений (но в противоположность марганцу), обладает сверхпроводимостью. При этом критическая температура оказалась для технеция наивысшей из всех критических температур для элементарных металлов: $T_K = 11,2^\circ \text{K}$ (для рения $T_K \approx 0,9^\circ \text{K}$). Более высокие критические температуры наблюдались лишь для сплавов.

Интересно отметить, что и среди металлов восьмой группы периодической системы сосед марганца — железо — не является сверхпроводником, а сосед технеция — рутений — и сосед рения — осмий — обладают свойством сверхпроводимости.

Опыты по изучению сверхпроводимости проводились с образцом Tc^{99} высокой (99,9%) степени чистоты весом 0,1027 г. Тем не менее и эта чистота была еще, видимо, недостаточной. В 1962 г. было показано, что тщательная дополнительная очистка порошка технеция от

следов растворенного кислорода снижает критическую температуру сверхпроводимости технеция до $8,22^\circ \text{K}$. Если этот результат подтвердится, то рекорд величины критической температуры элементов перейдет к ниобию ($T_{\text{к}} = 9,22^\circ \text{K}$).

Довольно подробно были изучены химические свойства технеция. Вначале для химических исследований применялись различные микрохимические методы; когда же были накоплены большие количества технеция, можно было уже применить классические способы. Этими способами были подтверждены все результаты первых исследований.

По своим химическим свойствам технеций в полном соответствии с его местом в периодической системе оказался аналогом марганца и рения, причем более схожим с рением, чем с марганцем. Гидроокись технеция проявляет амфотерные, т. е. промежуточные между кислотными и основными, свойства. Растворяясь в аммиачных растворах, она дает анионы, а в растворах соляной кислоты или хлористого олова — катионы. Технеций не осаждается с двуокисью марганца, его окись возгоняется при $400\text{—}500^\circ \text{C}$.

Было отмечено существование двух-, трех-, четырех-, пяти-, шести- и семивалентного технеция. Особенно подробно исследованы соединения семивалентного технеция, в частности, соли, аналогичные содержащим анионы MnO_4^- (перманганаты) и ReO_4^- (перренаты). Измеренная в определенных стандартных условиях э. д. с. цепи, составленной из водородного электрода (на котором идет окисление водорода до образования ионов H^+) и электрода, на котором TcO_4^- восстанавливается в металлический технеций, равна $0,41 \text{ в}$ — значение, лежащее между э. д. с. восстановления MnO_4^- в Mn ($0,78 \text{ в}$) и ReO_4^- в Re ($0,15 \text{ в}$).

Часто бывает необходимо отделить технеций от молибдена, рутения и рения, ибо при бомбардировке первых двух образуются изотопы технеция, а рений используется как инертный носитель.

Разделение технеция и молибдена может производиться при помощи органических соединений: нитрона ($\text{C}_{20}\text{H}_{16}\text{N}_4$), оксихинолина ($\text{C}_9\text{H}_6\text{ONH}$) или бензидина ($\text{C}_6\text{H}_4\text{NH}_2$). Первое из них осаждает технеций и рений, остальные — молибден. Можно также экстрагировать

хлористый молибден эфиром. Наиболее полное отделение технеция от металлической молибденовой мишени достигается протравливанием поверхности раствором перекиси водорода в аммиаке с последующим вытеснением технеция из раствора цинком.

Отделение технеция от рутения может быть основано на том, что последний в отличие от технеция вытесняется хлором из кипящего раствора. Частично разделять технеций и рений можно дробной кристаллизацией пертехната и перрената калия; хорошим способом разделения этих элементов считается отгонка при 200°C рения вместе с хлористым водородом из раствора в серной кислоте.

Для перевода технеция в семивалентное состояние надо растворить смесь, содержащую технеций, в смеси азотной и серной кислот или в царской водке. Количественное разделение пертехнатов и инертного носителя в виде перренатов производится путем анионообменной хроматографии на смолах — анионитах.

Пертехнаты, например пертехнат калия KTcO_4 , образуют в воде растворы розового цвета, обладающие сильными окислительными свойствами. Из этих растворов технеций может быть восстановлен до низшей окиси или металлического состояния при помощи восстановителей, таких, как SnCl_2 , соляная кислота, цинк, железо, никель и другие металлы. В солянокислых растворах (0,4—5 *N*) технеций осаждается сероводородом в виде коричневого осадка — сульфида семивалентного технеция (Tc_2S_7). При таком осаждении в более концентрированных растворах (10 *N*) проявляется различие между технецием, который осаждается уже не полностью, и все еще целиком осаждаемым рением. Таким образом, открывается возможность разделять в этих условиях технеций и рений фракционным осаждением.

Важной задачей является отделение технеция, образующегося в ядерных реакторах, от множества других осколков деления. В этом случае к подкисленному раствору, содержащему разные осколки, добавляются в качестве инертного носителя соли хлорной кислоты HClO_4 , структура аниона которой ClO_4^- близка к TcO_4^- . Кроме того, в раствор добавляется сложное органическое соединение (тетрафениларсонийхлорид), дающее с анионом ClO_4^- плохо растворимый осадок. В результате при на-

гревании анион ClO_4' попадает в осадок, увлекая за собой и TcO_4' . Этот осадок разрушают крепкой серной кислотой, после чего электролизом получают двуокись четырехвалентного технеция TcO_2 . Окисел переводят в соединения семивалентного технеция Tc_2S_7 или NH_4TcO_4 , которые затем восстанавливают в токе водорода при высокой температуре (1100°C) до металлического технеция.

Плотность металлического технеция $11,5 \text{ г/см}^3$. Он образует гексагональную кристаллическую решетку, изоморфную со структурой рения; плавится при 2140°C . Подобно рению технеций растворяется в царской водке, азотной и крепкой серной кислотах, но не в соляной кислоте.

Весьма любопытным химическим свойством соединений технеция, обеспечившим большой интерес к их практическому использованию, является резкое замедление (ингибирование) коррозии металлов при введении в раствор солей пертехнатов. Достаточно добавить на 1 л раствора менее 10^{-4} моль TcO_4' , чтобы полностью предотвратить коррозию железа и малоуглеродистых сталей, причем не только при комнатной, но и при достаточно высоких (до 250°C) температурах.

Интересно, что таким ингибирующим свойством не обладают перренаты — соли ReO_4' и соли радиоактивных изотопов рения (что исключает объяснение действия TcO_4' радиационно-химическими факторами).

В заключение отметим, что технеций, образующийся в природных земных условиях лишь в ничтожно малых количествах при спонтанном делении урана и тория (в равновесии содержится около 10^{-12} г Tc^{99} на 1 г урана), обнаружен спектроскопическим путем в целом ряде звезд так называемого спектрального класса S, например в звезде R созвездия Андромеды. В этих звездах технеция содержится не меньше, чем его стабильных соседей по периодической системе (циркония, ниобия, молибдена, рутения, родия, палладия). Следовательно, звездный технеций не мог образоваться в какие-то далекие времена, а появился совсем недавно. Причиной образования звездного технеция могут служить процессы типа вспышек сверхновых звезд, сопровождающиеся мощным мгновенным испусканием большого числа нейтронов, их поглощением и образованием тяжелых элементов (например,

изотопа калифорния Cf^{254}), испытывающих затем спонтанное деление. Одним из продуктов этого деления и оказывается технеций. Другая возможность образования технеция под действием мощного нейтронного облучения состоит в возникновении цепочки из нескольких актов радиационного захвата нейтронов ядрами молибдена. Поглотив три нейтрона, стабильный изотоп Mo^{96} превращается в β^- -активный Mo^{99} , который распадается с образованием технеция.

Уточнение данных о содержании технеция в различных звездах представляет существенный интерес для астрофизики, в частности для решения одной из важнейших проблем космологии — проблемы происхождения химических элементов.

Элемент 61 — прометий

Элемент 61 долгое время безуспешно искали в рудах, содержащих другие редкоземельные элементы. Несколько раз было объявлено об открытии этого элемента, ему было дано много разных названий (иллиний, флоренций и др.), но всякий раз при более тщательной проверке оказывалось, что сообщения об открытии были преждевременными. Если рассмотреть массовые числа стабильных изотопов элементов, соседних с элементом 61, то можно прийти к выводу, что все неудачи в поисках элемента 61 в природе объясняются отсутствием стабильных изотопов этого элемента.

В периодической системе Менделеева элемент 61 расположен между неодимом с атомным весом 144,3 и самарием с атомным весом 150,4.

В табл. 7 даны значения массовых чисел стабильных изотопов неодима и самария. Изотопы Nd^{144} и Sm^{147} также включены в число стабильных благодаря огромной величине периода полураспада этих естественных α -радиоактивных изотопов. Все приводимые значения являются как бы запрещенными для устойчивых изотопов элемента 61.

Очевидно, что поскольку элемент 61 не имеет устойчивых изотопов, получить его можно лишь искусственным путем, при помощи ядерных реакций.

В 1938 г. появилось первое сообщение о получении изотопа элемента 61 с периодом полураспада 12,5 ч

Применение правила Маттауха к прометию

Элемент	Массовые числа стабильных изотопов								
	142	143	(144)	145	146	(147)	148	149	150
60 (неодим)									
62 (самарий)			144				148		150

при бомбардировке неодима дейтонами по реакции $Nd^{144}(d, n) 61^{145}$. Надо, однако, отметить, что до сих пор массовое число этого изотопа не установлено, и нельзя с определенностью утверждать, что был получен изотоп элемента 61.

Позднее были изучены другие ядерные реакции, приводящие к образованию нового элемента, например бомбардировка празеодима и неодима α -частицами, бомбардировка неодима протонами. Однако и в этих случаях химическое выделение нового элемента не производилось, и заключения об образовании различных изотопов с $Z=61$ были более или менее косвенными.

Лишь в 1947 г. элемент 61 был химически выделен из осколков деления урана в виде сравнительно долгоживущего изотопа с массовым числом 147 (период полураспада около 2,6 года). Выход элемента 61 при делении урана в ядерных реакторах составляет примерно 7 г на 1 кг плутония.

Реактор мощностью 100 квт производит в сутки около 1 мг элемента 61, т. е. относительно большое количество. Однако трудности при выделении элемента из смеси с другими осколками довольно велики. Выделение первой порции нового элемента в 5 мкг было произведено при помощи ионного обмена на специальной смоле — амберлите — при последующем вымывании из адсорбционной колонны пятипроцентным раствором лимоннокислого аммония. Элемент 61 вымывается из колонны в точном соответствии со своим местом в периодической системе между неодимом и самарием.

Элемент 61 был назван впервые выделившими его американскими учеными Маринским и Гленденином *прометием* (Pm) в честь мифологического титана Прометея, похитившего с неба огонь и передавшего его людям. За это бог Зевс приковал Прометея к скале и ежедневно посылал стервятника терзать прикованного Проме-

тея. «Это название, — указали Маринский и Гленденин, — не только символизирует драматический путь получения нового элемента в заметных количествах в результате овладения людьми энергией ядерного деления, но и предостерегает людей о грозящей опасности наказания стервятником Войны»*. Таким образом, названьем «прометий» ученые хотели подчеркнуть важность мирного применения атомной энергии, в частности в деле синтеза новых элементов.

В ходе исследований химических свойств прометия были выделены хлорид прометия $PmCl_3$ желтого цвета, нитрат прометия $Pm(NO_3)_3$ розового цвета, а также светло-коричневый студнеобразный осадок гидроокиси $Pm(OH)_3$, окись Pm_2O_3 и соль щавелевой кислоты — оксалат $Pm_2(C_2O_4)_3 \cdot 10H_2O$. Удалось получить и некоторые органические комплексы прометия.

Прометий — типичный трехвалентный элемент, занимающий по растворимости солей место между неодимом и самарием. Металлический прометий пока не был выделен, но существуют довольно точные теоретические оценки его плотности ($7,26 \text{ г/см}^3$), температуры плавления ($1035 \pm 10^\circ \text{ C}$) и ионного радиуса ($1,14 \text{ \AA}$). Все известные ныне изотопы прометия перечислены в табл. 8. Большая их часть — β^- -активна, т. е. распадается с образованием изотопов самария; для легких изотопов ($A \leq 145$) характерен β^+ -распад или электронный захват с образованием неодима. Один из изотопов прометия, а именно Pm^{147} уже нашел себе довольно широкое применение, основанное на его радиоактивных свойствах: достаточно большом времени жизни, отсутствии γ -излучения и малости пробега β -частиц. Активность прометиевых источников при экранировании их различными фильтрами уменьшается вдвое при толщине экрана 4 мг/см^2 . Поэтому можно с достаточной точностью определить толщины даже очень тонких образцов разных материалов по экранированию ими активности Pm^{147} .

Введение прометия в люминофорные составы приводит к интенсивному их свечению, но в то же время не сопряжено с быстрым старением люминофора, проявляющимся при α -облучении. На практике применяются так-

* J. Marinsky, L. Glendenin. Chem. Engng News, p. 2348 (1948).

Таблица 8

Изотопы прометия

Массовое число	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв.	
			β	γ
141	β^+	20 мин	2,6	
142	β^+ ; э. з.	~30 сек	3,78	
143	э. з.	270 дней		0,95
144	э. з.	300 »		0,17 0,65
145	э. з.	18 лет		0,067 (9%) 0,071 (12%)
145	β^+	16 дней	0,45	
146	β^-	~1 год	0,7	
147	β^-	2,64 года	0,218	0,12
148	β^-	42 дня	0,6; 1,7; 2,7	
148	β^-	5,3 »	~2,5	~0,8
149	β^-	2,2 »	1,05	0,28; 1
150	β^-	2,7 ч	2 (80 %); 3,05 (20%)	0,34 2,75
151	β^-	28,4 »	1,1	0,06—0,72
152	β^-	6,5 мин		
153	β^-	5,5 »	1,65	0,125; 0,180
154	β^-	2,5 »		

же радиоизотопные ионизаторы на основе Pm^{147} , которые дают ток около 1 мкА и обеспечивают успешное снятие (утечку в воздух) электростатических зарядов, которые возникают в различных процессах обработки волокон и бумаги и сильно препятствуют многим операциям текстильной и полиграфической промышленности, поскольку электризация приводит к слипанию и разрывам тканей и бумаги. Использование таких ионизаторов не представляет никакой опасности для окружающих, так как β -излучение прометия полностью поглощается любыми тонкими экранами, даже воздухом.

Наконец, изотоп Pm^{147} с успехом используется в атомных батарейках (рис. 32). Бета-частицы Pm^{147} вызывают свечение люминофора (например, сульфида цинка или кадмия), а это свечение с помощью фотоэлементов преобразуется в электричество. Несмотря на ничтожные размеры (диаметр около 10 и толщина 2—3 мм), батарейка обладает мощностью 20 мкВт при напряжении около 1 в и может устойчиво и безотказно работать несколь-

ко лет в очень широком диапазоне температур, давлений, влажности воздуха.

Мы начали рассказ о прометии словами о безуспешных розысках его в природе. Однако, поскольку прометий образуется при делении урана и тория, он должен существовать и в естественных условиях как продукт спонтанного деления. Оценки показывают, что в равновесии на 1 г U^{238} должно приходиться около 10^{-17} г

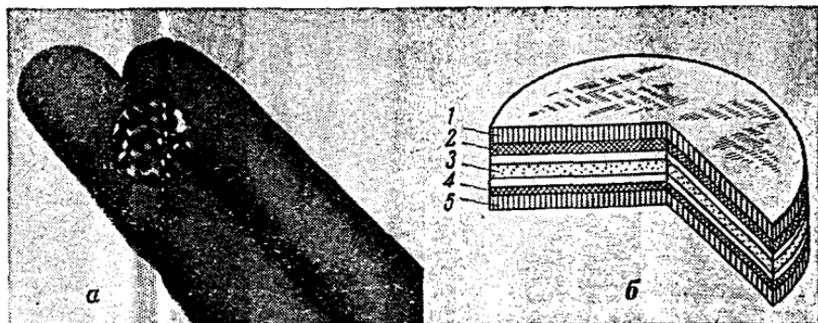


Рис. 32. Атомная батарейка на Pm^{147} :

а — внешний вид; б — схематический разрез; 1 — отрицательный слой верхнего кремниевого фотоэлемента (КФ); 2 — положительный слой верхнего КФ; 3 — радиоактивный слой; 4 — положительный слой нижнего КФ; 5 — отрицательный слой нижнего КФ.

Pm^{147} . Возможно образование прометия и при делении урана и тория или других ядерных реакциях под действием нейтронов, падающих на Землю из космоса. Задачи поисков прометия в природе нельзя считать безнадежными, тем более что в последнее время резко повысилась чувствительность радиохимических методов.

Элемент 85 — астат

Для исследования вопроса о существовании стабильных изотопов элементов 85 и 87 уже не имеет смысла пользоваться правилом об изобарах нечетных элементов, ибо в конце периодической системы, начиная с элемента 84, все ядра — нестабильные. Поэтому не приходится надеяться на получение стабильных изотопов самых тяжелых элементов, речь может идти только об искусственном приготовлении изотопов с относительно большими

ми периодами полураспада. Если периоды полураспада превышают возраст нашей планеты (как для урана и тория), то соответствующие изотопы могут быть обнаружены и в природе. Их количество уменьшилось со времени возникновения Земли, но не настолько, чтобы это воспрепятствовало их обнаружению.

Среди изотопов, периоды полураспада которых гораздо меньше возраста Земли, в природе встречаются лишь такие, которые образуются как дочерние вещества, т. е. продукты распада материнских долгопериодных изотопов. Именно по этой причине в природе найдены короткопериодные изотопы трех рядов распада — урана, актиния и тория, находящиеся в равновесии со своими долгопериодными предками.

Элементы, которые сохранились на Земле со времени своего образования, принято называть первичными. Элементы, которые существуют в наше время лишь благодаря долгопериодным (первичным) радиоактивным предкам, получили название вторичных.

Среди природных радиоактивных элементов только уран и торий относятся к первичным, тогда как протактиний, актиний, радий, радон, полоний являются вторичными. Были все основания предполагать, что и элементы 85 и 87 — вторичные. Один тот факт, что долгое время их не удавалось найти среди членов трех природных рядов распада, говорил в пользу малости периодов полураспада изотопов этих элементов. Мы знаем, что равновесные количества разных изотопов в рядах радиоактивного распада пропорциональны периодам их полураспада, и если бы время жизни элементов 85 и 87 было велико, то обнаружить их было бы легче. Далее, из сопоставления периодов полураспада наиболее устойчивых изотопов нечетных элементов — актиния (${}_{89}\text{Ac}^{227}$ — 21,6 года) и протактиния (${}_{91}\text{Pa}^{231}$ — $3,43 \cdot 10^4$ лет) с их четными соседями (${}_{88}\text{Ra}^{226}$ — 1622 года, ${}_{90}\text{Th}^{232}$ — $1,39 \cdot 10^{10}$ лет и ${}_{92}\text{U}^{238}$ — $4,5 \cdot 10^9$ лет) следовало, что нечетные элементы менее устойчивы. Поэтому можно было ожидать, что даже самые долгопериодные изотопы элементов 85 и 87 будут распадаться быстрее, чем ${}_{84}\text{Po}^{210}$ (138,4 дня) и ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ (3,82 дня).

Элемент 85 расположен в периодической системе в подгруппе галогенов седьмой группы: фтор — хлор — бром — иод — элемент 85. Таким образом, он является

пятым членом группы активнейших неметаллов. Однако закон Менделеева приводит к заключению, что при переходе в пределах данной группы от более легких элементов к более тяжелым наблюдается систематическое нарастание металлических свойств. Поэтому элемент 85 вызывал существенный интерес как промежуточный по своим химическим свойствам между металлами и типичными неметаллами. Не удивительно, что многие ученые разных стран долго и упорно разыскивали элемент 85 в природе всевозможными химическими и физическими способами.

Несколько раз появлялись сообщения об открытии этого элемента, его называли различными именами: дакин, гельвеций или анлогельвеций. Особенно долго продержалось и даже вошло в учебники название «алабамий» — в честь одного из американских штатов. Но и алабамий стал достоянием истории научных ошибок.

Лишь в 1942—1943 гг. австрийские ученые Карлик и Бернерт доказали, что изотопы элемента 85 образуются во всех трех рядах радиоактивного распада. Но к этому времени их успешная работа уже не могла считаться открытием элемента, так как еще в 1940 г. Сегре, Корсон и Мак-Кензи* получили на циклотроне в Беркли (Калифорния, США) первый изотоп нового элемента, бомбардируя висмут α -частицами с энергией 38 Мэв: $\text{Bi}^{209}(\alpha, 2n)85^{211}$. Период полураспада изотопа 85^{211} всего 7,2 ч; лишь немногим больше (8,3 ч) период полураспада наиболее долгоживущего из изотопов элемента 85, названного поэтому астат (At), что по-гречески означает «неустойчивый».

В природных рядах радиоактивного распада обнаружены изотопы астата: At^{215} (ряд актиния); At^{216} (ряд тория) и At^{218} (ряд урана) с периодами полураспада 10^{-4} , $3 \cdot 10^{-4}$ и 2 сек соответственно.

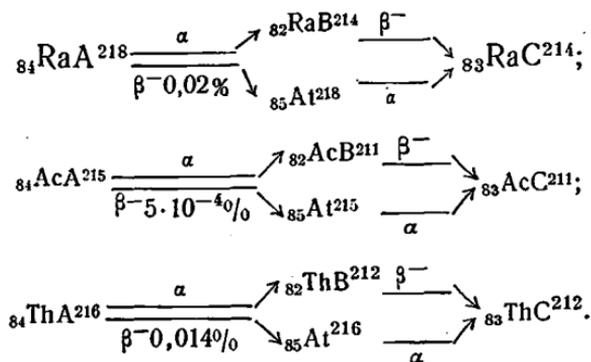
Таким образом, действительно, продолжительность жизни астата весьма мала, поэтому количества его в природных рядах распада тоже очень малы. Однако есть такие члены природных рядов распада, периоды полураспада, а следовательно, и равновесные количества, которых еще во много раз меньше. Таков, например, уже упоминавшийся выше член ряда распада тория — изотоп

* D. R. Corson et al. Phys. Rev., 57, p. 459, 1087 (1940).

полония ThC' с периодом полураспада $3 \cdot 10^{-6}$ сек. Почему же эти изотопы были обнаружены гораздо раньше астата? Дело в том, что астат не единственный продукт распада материнского изотопа, он образуется в результате разветвлений рядов распада. Например, изотоп At^{218} образуется при β^- -распаде изотопа полония ${}_{84}\text{RaA}^{218}$. Однако наряду с β^- -распадом возможен и α -распад RaA , при котором получается не астат, а ядро радиоактивного изотопа свинца ${}_{82}\text{RaB}^{214}$. При этом лишь в 0,02% случаев осуществляется β^- -распад RaA , связанный с образованием астата, и в 5000 раз более вероятен α -распад RaA с образованием RaB .

Таким образом, наблюдается разветвление распада ядер RaA : большая часть испытывает α -распад и очень малая часть этих ядер испускает β^- -частицы.

Ясно, что из-за такого разветвления равновесное количество астата в ряду распада урана в 5000 раз меньше, чем если бы астат был единственным продуктом распада RaA . Изотоп астата At^{218} испускает α -частицы, превращаясь в ядра изотопа висмута ${}_{83}\text{RaC}^{214}$. Этот же изотоп образуется и при β^- -распаде ядер ${}_{82}\text{RaB}^{214}$. Таким образом, обе ветви разветвления распада RaA дают в конечном счете одно и то же — изотоп RaC . Аналогичные разветвления наблюдаются в рядах актиния и тория:



В последних двух рядах образование астата еще менее вероятно, чем в ряду урана. В ряду тория ветвь распада, идущая мимо астата, в 7000 раз вероятнее, чем образование астата, а в ряду актиния — даже в 200 000 раз.

Таблица 9

Изотопы астата

Массовое число	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц <i>Мэв</i>	
			α	γ
200	α ; β з.	43 сек	6,50	
201	α ; β з.	1,5 мин	6,35	
202	α	3 "		
203	α ; β з.	7,4 "	6,10	
204	α ; β з.	9,3 "		
205	α ; β з.	26,2 "	5,90	
206	α ; β з.	29,5 "		
207	β з.; α (10%)	1,8 ч	5,75	
208	β з.	6,3 "		
208	β з.; α (0,5%)	1,6 "	5,65	0,18—0,66
209	β з.; α (5%)	5,5 "	5,65	0,09—0,78
210	β з.; α (0,1%)	8,3 "	5,519 (32%); 5,437 (31%); 5,355 (37%)	0,04—1,6
211	β з.; α (40,9%)	7,2 "	5,86	
212	α	0,305 сек	7,66; 7,60	0,67
212 _m	α	0,12 "	7,88; 7,82	
213	α	Очень короткий	9,2	
214	α	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$ сек	8,78	
215	α	$\sim 10^{-4}$ "	8,0	
216	α	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$ "	7,79	
217	α	0,018 "	7,05	
218	α ; β - (0,1%)	2 "	6,7	
219	α ; β - (3%)	0,9 мин	6,27	

Известные сейчас изотопы астата приведены в табл. 9.

Большинство этих изотопов являются α -активными; они распадаются с образованием различных изотопов висмута. Среди наиболее легких изотопов наряду с α -активностью наблюдается и K -захват, при котором образуются ядра изотопов полония. Все изотопы астата обладают небольшими периодами полураспада. Самый долгоживущий среди них — изотоп At^{210} , его период полураспада 8,3 ч.

Наиболее тяжелые изотопы астата получают либо как члены природных радиоактивных рядов ($A=215, 216, 218, 219$), либо при α -распаде различных искусственно синтезируемых изотопов элемента 87 ($At^{213, 214, 217}$). Множество более легких изотопов астата получается в реак-

циях, весьма характерных для синтеза искусственных тяжелых элементов. Расскажем о таком получении астата подробнее.

Речь идет о реакциях, в которых бомбардирующее ядро, обладающее большой кинетической энергией, и ядро-мишень сливаются в единую сильно возбужденную систему — так называемое промежуточное ядро (компаунд-ядро), а затем энергия возбуждения промежуточного ядра расходуется на испускание большого числа нейтронов. Для получения астата широко использовались, например, реакции, происходящие при бомбардировке висмута α -частицами с энергией до 380 Мэв и золота — ядрами углерода с энергией до 120 Мэв. При такой бомбардировке вначале образуются сильно возбужденные промежуточные ядра астата: ${}_{85}\text{At}^{213*} = {}_{83}\text{Bi}^{209} + {}_2\text{He}^4$ в первом случае и ${}_{85}\text{At}^{209*} = {}_{79}\text{Au}^{197} + {}_6\text{C}^{12}$ — во втором случае.

При распаде промежуточных ядер, конечно, могут испускаться и заряженные частицы, и тогда в итоге получится не астат, а другие элементы с меньшими атомными номерами. Но достаточно, вероятно, испускание одних нейтронов, тем более что вылет заряженных частиц бывает несколько затруднен из-за электростатического потенциального барьера. В результате происходят ядерные реакции типа $\text{Bi}^{209}(\alpha, xn)\text{At}^{213-x}$ и $\text{Au}^{197}(\text{C}^{12}, xn)\text{At}^{209-x}$ с образованием различных легких изотопов астата, вплоть до At^{200} , т. е. с вылетом более десятка нейтронов. Но число испускаемых нейтронов сильно зависит от энергии бомбардирующих частиц: чем легче образующийся изотоп астата, тем больше энергия α -частиц или ядер углерода, при которой образование этого изотопа становится заметным. Такая зависимость обусловлена прежде всего необходимостью возместить энергию связи того или иного числа нейтронов, и чем легче остаточный изотоп астата, тем больше пороговая энергия бомбардирующих частиц; ниже которой испускание данного числа нейтронов уже запрещено законами сохранения энергии и импульса (рис. 33).

Однако условие о величине энергии, превосходящей пороговую, хотя и необходимое, но еще не достаточное. Ведь нейтроны покидают ядро не с нулевой, а с довольно большой кинетической энергией, также зависящей от энергии возбуждения ядра и исчисляющейся обычно не-

сколькими мегаэлектронвольтами. Поэтому, например, реакция $\text{Au}^{197}(\text{C}^{12}, 4n)\text{At}^{205}$ с вылетом четырех нейтронов, порог которой отвечает энергии ядер углерода E_C около 54 Мэв, достигает наибольшей вероятности лишь при $E_C \approx 75$ Мэв; реакция $\text{Au}^{197}(\text{C}^{12}, 5n)\text{At}^{204}$ с вылетом пяти нейтронов и порогом 64 Мэв — при $E_C \approx 85$ Мэв; реакция $\text{Au}^{197}(\text{C}^{12}, 6n)\text{At}^{203}$ с вылетом шести нейтронов.

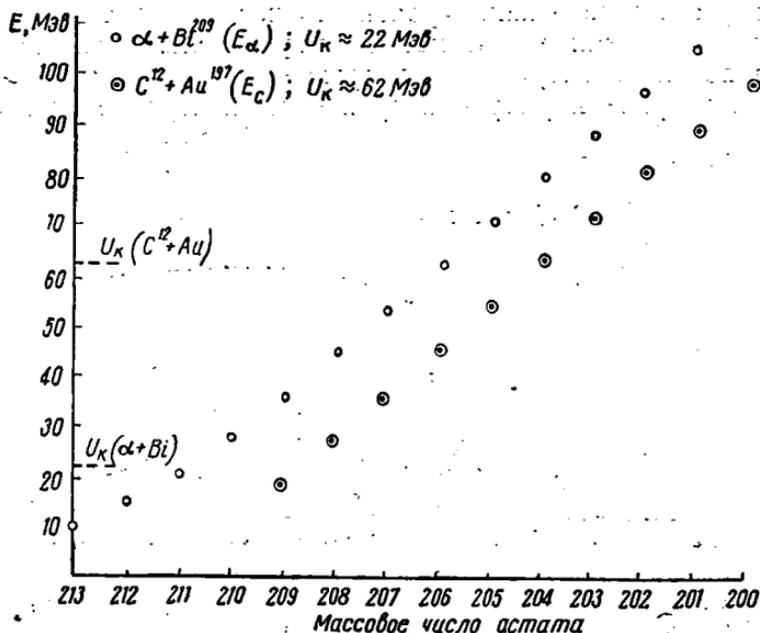


Рис. 33. Пороговые энергии α -частиц или ядер углерода, необходимые для получения различных изотопов астага в реакциях $\text{Bi}(\alpha, xn)$ и $\text{Au}(\text{C}^{12}, xn)$.

и порогом 72 Мэв — при $E_C \approx 95$ Мэв. При этом появление возможности испускания пяти нейтронов и увеличение сечения соответствующей реакции как раз и служит причиной того, что сечение реакции $\text{Au}^{197}(\text{C}^{12}, 4n)\text{At}^{205}$, пройдя через максимум, начинает убывать; испускание шести нейтронов приводит, в свою очередь, к уменьшению сечения образования At^{204} и т. д. Каждая из конкурирующих реакций испускания нейтронов становится преобладающей лишь в каком-то узком интервале энергий, подбирая который можно четко ориентироваться на получение определенного изотопа. Зная вид функций воз-

буждения, т. е. зависимостей сечения образования того или иного изотопа от энергии бомбардирующих частиц, можно определить, какая ядерная реакция приводит к образованию этого изотопа, каково его массовое число.

О степени надежности теоретической интерпретации описанного типа ядерных реакций на основе применения к ядру статистических, вероятностных методов, трактующих возбужденное ядро как кипящую каплю, можно судить по рис. 34. При бомбардировке ядер частицами высоких энергий наряду с испусканием нейтронов возмо-

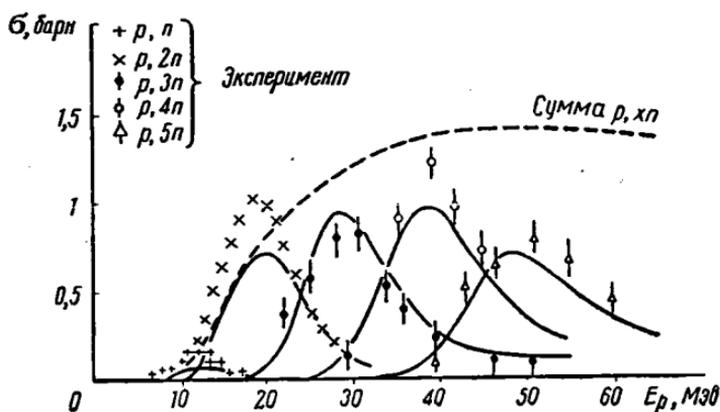


Рис. 34. Теоретические и экспериментальные функции возбуждения реакций $\text{Bi}^{209}(p, xn)\text{At}^{210-x}$ при энергии протонов до 100 Мэв ($x=1 \rightarrow 5$).

жен, конечно, вылет и заряженных частиц: протонов, дейтронов, тритонов, α -частиц и т. д. На такой смешанной протонно-нейтронной эмиссии из возбужденных промежуточных ядер основано, например, получение разных изотопов астата при бомбардировке золота ядрами азота. Еще большее число различных частиц вылетает в реакциях получения астата при бомбардировке тория или урана протонами и α -частицами высоких энергий.

Обратимся теперь к радиоактивным свойствам изотопов астата. Почему все изотопы астата и его ближайших соседей (полония, радона и особенно франция) выделяются среди других радиоактивных элементов малым временем жизни? Для ответа на этот вопрос рассмотрим си-

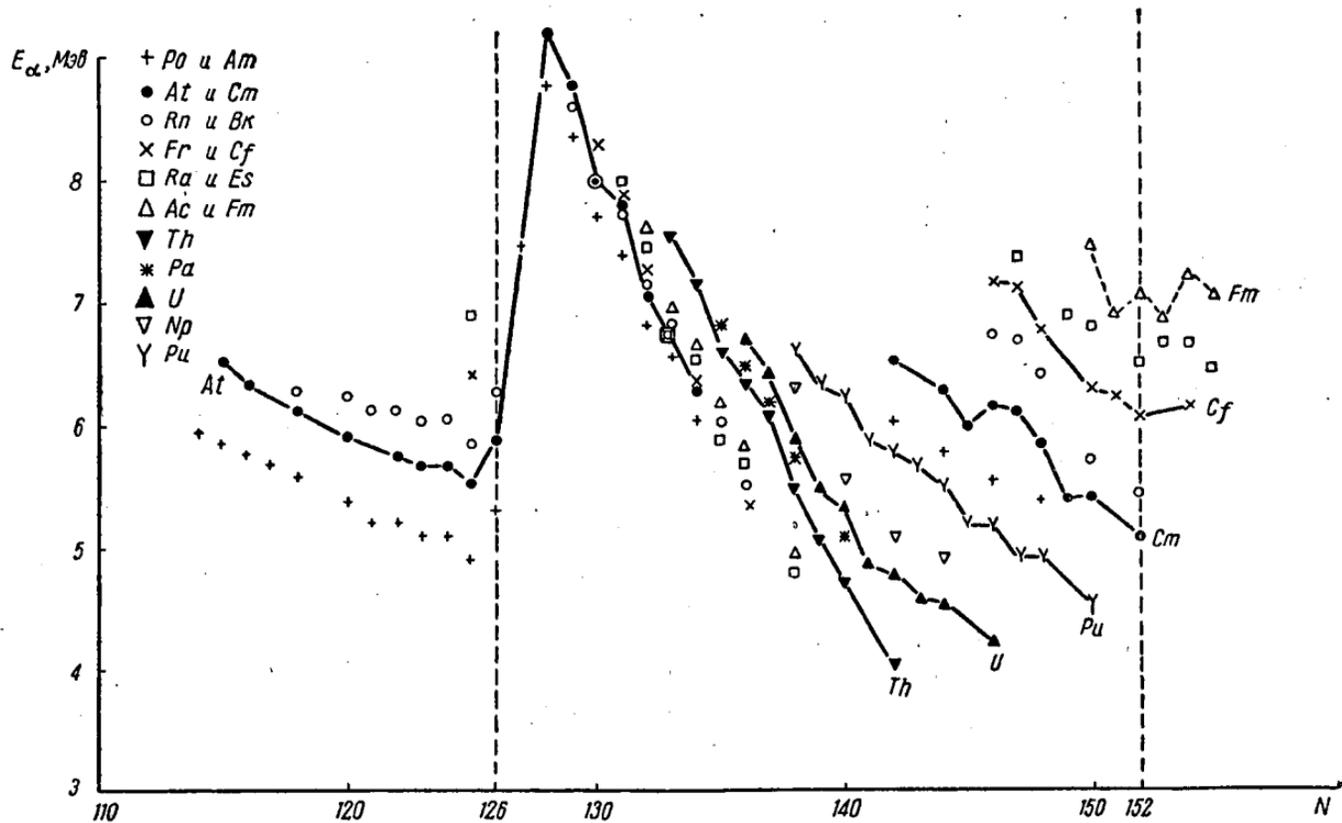


Рис. 35. Энергии α -распада изотопов элементов от полония до фермия.

стематику радиоактивных изотопов по энергиям α -распада (рис. 35). Как правило, с переходом к более тяжелым изотопам данного элемента, т. е. с ростом N , энергия α -распада падает, скорость его резко уменьшается и начинает уступать скорости β -распада. Наиболее тяжелые изотопы оказываются уже не α -, а β -активными; время жизни таких изотопов определяется именно β -распадом и сравнительно мало. Поэтому наиболее долгоживущими изотопами каждого элемента оказываются такие, которые еще не могут испытывать β -распада (ибо масса их атомов меньше массы атомов изобара с зарядом, большим на единицу), но лежат уже на самой границе такой возможности: Ra^{226} , Ac^{227} , Th^{232} , Pa^{231} , U^{238} , Np^{237} и другие изотопы, замыкающие списки α -активных по ходу возрастания массовых чисел.

Заметим, что как для четных элементов (от фермия до тория), так и для нечетных (от эйнштейния до протактиния) наблюдается уменьшение энергии α -распада таких пограничных изотопов с уменьшением атомного номера Z . Если бы эта зависимость продолжалась и при меньших Z , могли бы существовать природные первичные радиоактивные изотопы всех элементов от полония до актиния. Но энергии α -распада резко возрастают по мере приближения со стороны больших N к заполненной нейтронной оболочке с магическим числом $N=126$. Особенно велика энергия α -распада таких ядер, которые, испустив α -частицу, превращаются в магические по нейтронам, т. е. для ядер с $N=128$ (Po^{212} , At^{213} , Rn^{214} , Fr^{215} , Ra^{216} и т. д.). Эти изотопы должны быть наиболее короткопериодными. По этой причине ни Rn^{214} , ни Fr^{215} , ни Ra^{216} , ни даже их ближайшие соседи по массовым числам до сих пор не были идентифицированы. Неизвестны и близкие к $N=128$ изотопы более тяжелых элементов. Как видно из рис. 35, наличие нейтронной оболочки с $N=126$ приводит к резкому излому зависимостей $E_\alpha = f(N)$ для элементов от полония до радия. Энергия α -распада наиболее легких изотопов этих элементов относительно мала и притом убывает с увеличением числа нейтронов. Однако крутой подъем значений E_α вблизи $N=126$ предотвращает появление долгопериодных изотопов в этой области, а новый спад энергий α -распада при больших N [после острого максимума зависимости $E_\alpha = f(N)$] тоже не приводит к появлению долгопериодных

изотопов, ибо основную роль начинает играть не α -, а β -распад.

Малое время жизни астата сильно затрудняет изучение химических свойств этого элемента. Для отделения астата от висмута облученный α -частицами висмут нагревают до плавления в высоком вакууме. Астат испаряется и оседает в виде тончайшего активного слоя на стенках охлаждаемой жидким азотом стеклянной трубки. Первые исследования химических свойств астата проводились с растворами, в которых концентрация астата была менее 10^{-13} моль в 1 см^3 , т. е. на один атом астата приходилось более 500 млрд. молекул растворителя.

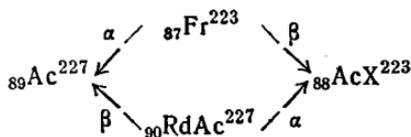
Химические свойства астата оказались очень интересными и своеобразными. С одной стороны, подобно всем галогенам он хорошо растворяется в таких органических растворителях, как бензол или четыреххлористый углерод, дает нерастворимую соль AgAt , аналогичную соответствующим хлористой, бромистой и иодистой солям, окисляется подобно иоду до пятивалентного состояния (соль AgAtO_3 аналогична AgJO_3). С другой стороны, подобно типичным металлам астат осаждается сероводородом даже из сильно кислых растворов и вытесняется в свободном виде цинком из сернокислых растворов, а при электролизе осаждается на катоде. Такое сочетание металлических и неметаллических качеств астата очень хорошо характеризует стройную закономерность изменения свойств всех элементов по группам и периодам системы Д. И. Менделеева.

Элемент 87 — франций

Последним элементом, отсутствовавшим в старых границах периодической системы, является наиболее тяжелый щелочной металл — экацезий, элемент 87. Результатом многолетних поисков этого элемента в различных минералах явились ошибочные сообщения и длинный перечень мертворожденных названий экацезия: молдавский, алкалиний, русский и, наконец, наиболее долго продержавшийся в таблицах виргиний, «открытый» вместе с уже упоминавшимся алабамием. Некоторые исследователи объясняли радиоактивность природных калия и рубидия примесями элемента 87. Но, как мы теперь точно

знаем, слабой радиоактивностью обладают сами калий и рубидий в виде изотопов K^{40} и Rb^{87} (см. табл. 4).

Довольно давно начались поиски экацезия среди природных тяжелых радиоактивных элементов. Еще в 1913 г. появлялись первые сообщения о том, что при распаде изотопа актиния $MsTh_2—Ac^{228}$ происходит разветвление: вместо β -распада в очень редких случаях испускаются α -частицы, а значит, образуются ядра изотопа 87^{224} . Однако этот результат не удалось подтвердить, и изотоп 87^{224} и сейчас остается неизвестным. Неясность вопроса о разветвлениях распада Ac^{228} вызвала скептическое отношение и к появившимся впервые еще в 1914 г. сообщением о наличии редких ответвлений α -распада другого изотопа актиния — Ac^{227} . Считалось, что наблюдавшиеся при распаде Ac^{227} α -частицы были связаны с примесями элемента 91 — протактиния. Лишь в начале 1939 г. французская Перей* совершенно четко доказала, что примеси протактиния в данном случае ни при чем и что, действительно, изотоп Ac^{227} способен испытывать не только β -, но и α -распад. Она выделила и продукт этого распада — β -активный изотоп 87^{223} с периодом полураспада 21 мин. В честь родины исследовательницы новооткрытый элемент получил наименование франция (Fr). Вероятность β -распада Ac^{227} с образованием изотопа тория (радиоактиния) в разветвлении



в 80 раз больше, чем вероятность α -распада с образованием франция. В свою очередь изотоп Fr^{223} тоже не только β -активен, в $4 \cdot 10^{-3}\%$ случаев он испытывает α -распад с образованием At^{219} , который, следовательно, является четвертым природным изотопом астата и вторым таким изотопом в ряду распада U^{235} .

Каково содержание франция в природе? Мы знаем, что равновесные количества вторичных радиоактивных изотопов пропорциональны их периодам полураспада. Поэтому если бы все ядра Ac^{227} испытывали α -распад, то отношение равновесных количеств Fr^{227} и первичного изо-

* M. Perey. Compt. Rend., 208, 97 (1939).

топа U^{235} ($T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ лет) равнялось бы $5,6 \cdot 10^{-14}$. Из-за разветвлений при распаде Ac^{227} эта цифра уменьшается до $7 \cdot 10^{-16}$. Содержание U^{235} в природной смеси изотопов урана составляет 1/140 часть; соответственно количество природного франция равно всего $5 \cdot 10^{-18}$ от урана, что дает лишь 650 г для всей земной коры. Количество природного астата еще меньше: около 0,4 г в земной коре (в основном в виде At^{218}), так что астат является самым редким из всех элементов периодической системы, включая и первые два заурановых элемента — нептуний и плутоний.

К началу 1964 г. было известно девять изотопов франция (табл. 10) *. Провал в области $A=213 \div 216$ объяс-

Т а б л и ц а 10

Изотопы франция

Массовое число	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв	
			α (β)	γ
211	α ; β^- ; α	8 мин		
212	α ; β^- ; α (44%)	19,3 "	6,411 (37%); 6,387 (39%); 6,342 (24%)	
217	α	Очень короткий	8,3	
218	α	$5 \cdot 10^{-3}$ сек	7,85	
219	α	$\sim 0,02$ "	7,30	
220	α	27,5 "	6,69	
221	α	4,8 мин	6,33 (84%); 6,12 (16%)	0,21
222	β^- ; α (0,01—0,1%)	14,8 "		
223	β^- ; α ($6 \cdot 10^{-3}$ %)	21 "	α : 5,34; β : 1,15	0,05— —0,3

няется близостью магического числа нейтронов $N=126$, большой скоростью α -распада. Как видно из таблицы, периоды полураспада всех искусственных изотопов франция еще меньше, чем у Fr^{223} . Поэтому изучение химических свойств франция оказалось весьма трудной задачей. До сих пор имеется сравнительно мало сведений по этому вопросу. Между тем по своему положению в системе Менделеева франций очень интересен. Он стоит в

* См. стр. 145.

первой группе периодической системы, в подгруппе активнейших (щелочных) металлов. Вследствие нарастания металлических свойств от более легких к более тяжелым элементам франций должен быть самым активным металлом среди всех элементов. Такие свойства франция обуславливают вторую трудность его исследования, уже чисто химическую. В самом деле, даже для цезия, который стоит выше франция в группе щелочных металлов и должен быть поэтому не столь активным металлом, как франций, уже существует весьма ограниченное количество нерастворимых соединений. Осаждение франция из раствора и последующее отделение его от цезия, да еще за очень короткие промежутки времени, весьма нелегкая задача.

Долгое время отделение франция от других элементов производилось путем сокристаллизации франция с нерастворимыми солями цезия, например перхлоратом CsClO_4 , пикратом $\text{C}_6\text{H}_2(\text{NO}_2)_3\text{OCs}$, хлороплатинатом цезия Cs_2PtCl_6 . Для этой цели актиний вместе с продуктами его распада растворяли в соляной кислоте, а затем в раствор добавляли избыток карбоната натрия Na_2CO_3 , после чего раствор кипятили. Изотопы радия, тория, свинца и висмута выпадали в осадок, а в растворе оставались франций и изотопы таллия. После отфильтровывания осадка в фильтрат добавляли избыток соляной кислоты, и раствор вновь кипятили для удаления CO_2 . Затем в раствор вводили носители — соли LaCl_3 или BaCl_2 .

При добавлении аммиака и хромовокислого натрия выпадал осадок $\text{La}_2(\text{CrO}_4)_3$ или BaCrO_4 , вместе с которыми осаждались и изотопы таллия. В результате из радиоактивных элементов в растворе оставался только франций и можно было, хотя бы грубо, исследовать его химические свойства. В дальнейшем был разработан более совершенный способ выделения франция. Содержащие франций образцы актиния или иного элемента (например, тория, при бомбардировке которого протонами высокой энергии образуется Fr^{223}) растворяются в насыщенном растворе HCl , куда добавляется затем несколько капель раствора кремневольфрамовой кислоты $\text{H}_8[\text{Si}(\text{W}_2\text{O}_7)_6]$. Франций выпадает в осадок. Осадок отделяется от раствора центрифугированием и после промывки очень концентрированным раствором соляной кислоты растворяется в дистиллированной воде. Затем рас-

твѳр пропускается чѳрез катиѳнообменную колонну. При этом носитель (кремневольтфрамовая кислота) отмывается водой, а франций адсорбируется в колонне. Последующее пропускание чѳрез колонну концентрированной соляной кислоты приводит к выделению чистого раствора FrCl.

Несмотря на малую продолжительность жизни франция, удалось показать, что в последовательности раствороимости простых и двойных солей щелочных металлов соли франция следуют непосредственно за солями цезия в полном соответствии с местом франция в периодической системе элементов Д. И. Менделеева.

* * *

В статье двух американских физиков, опубликованной в 1964 г. в журнале *Physical Review*, 133 В, 1373, приводятся следующие сведения о новых изотопах франция, полученных при бомбардировке золота ионами кислорода, таллия, ионами углерода и свинца, ионами бора:

Массовое число	Период полураспада, <i>сек</i>	Энергия α -частиц, <i>Мэв</i>
204	2,0	7,16
205	3,7	7,05
206	15,8	6,92
207	18,7	6,90
208	37,5	6,78
209	54,7	6,78
210	159	6,68
211	186	6,68
213	33,7	9,90

Глава V

ЗАУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Введение

Открытие технеция, прометия, астата и франция отнюдь не исчерпало всех возможностей искусственного получения новых элементов. Граница периодической системы в области легких ядер задана водородом, так как не может быть элемента с зарядом ядра меньше единицы.

Но в области тяжелых ядер эта граница вовсе не задана ураном. В самом деле, отсутствие в природе более тяжелых элементов, чем уран, говорит только о том, что периоды полураспада таких элементов значительно меньше возраста Земли. Поэтому среди трех «древ» естественного радиоактивного распада, включающих изотопы с массовыми числами $A=4n$, $4n+2$ и $4n+3$, сохранились лишь ветви, начинающиеся долгопериодными изотопами Th^{232} , U^{238} и U^{235} .

Все короткопериодные ветви, образно выражаясь, высохли и отвалились в незапамятные времена. Кроме того, полностью высохло и погибло четвертое «дерево» радиоактивного распада, включающее изотопы с массовыми числами $A=4n+1$, если когда-либо и были на Земле изотопы этого ряда.

Исследования последних 20—25 лет привели к искусственному получению ряда короткопериодных изотопов ядер элементов до урана, к воскрешению давно погибших в природе заурановых элементов от 93 до 103 и к воссозданию четвертого ряда распада, включающего изотопы с массовыми числами $A=4n+1$. Этот ряд можно условно назвать рядом распада нептуния, так как самым

долгоживущим в ряду оказался изотоп элемента 93 — Np^{237} , период полураспада которого близок к 2,2 млн. лет.

На рис. 36—39 изображены полные схемы четырех рядов радиоактивного распада, включающие искусственно полученные изотопы *. Черными кружками и сплошными линиями отмечены на этих рисунках изотопы и их превращения, наблюдающиеся в естественных рядах радиоактивного распада (включая новооткрытые ветви с аста-том и францем); квадратами обозначены исходные и заключительные изотопы в естественных рядах; белыми кружками и пунктирными линиями отмечены искусственно воспроизведенные изотопы и их превращения; кружками с усиками показаны изотопы, для которых имеются возбужденные изомерные состояния. По горизонтальной оси графиков отложена сумма числа нейтронов и протонов, т. е. массовое число $A=N+Z$, по вертикальной оси — разность числа нейтронов и протонов $N-Z$. Ядра, расположенные на одной вертикали, имеют одинаковые суммы числа протонов и нейтронов, т. е. являются изобарами. Сдвиг по вертикали вверх и вниз возможен только на две единицы. При β -распаде число нейтронов уменьшается на один, а число протонов увеличивается на один, поэтому разность $N-Z$ уменьшается на два. При электронном захвате и β^+ -распаде, наоборот, уменьшается на единицу число протонов и увеличивается число нейтронов, так что разность $N-Z$ возрастает на два. Перемещение справа налево по горизонтали соответствует α -распаду, когда из ядра вылетает α -частица. При этом разность $N-Z$ остается неизменной, так как α -частица состоит из двух протонов и двух нейтронов, а массовое число A уменьшается на четыре единицы.

На рис. 36—39 отмечены также наклонные оси (справа вверху), объединяющие разные изотопы с определенным Z , т. е. изотопы данного элемента. Линиями или стрелками на рисунках обозначены направления радиоактивных превращений (α -, β^- - и β^+ -распада и электронного захвата). Около каждой стрелки, указывающей на ядерное превращение, обозначен период полураспада, соответствующий такому превращению. Там, где имеются

* На рис. 36—39 следующие сокращения: с. — секунда; м. — минута; ч. — час; д. — день; л. — лет; г. — год.

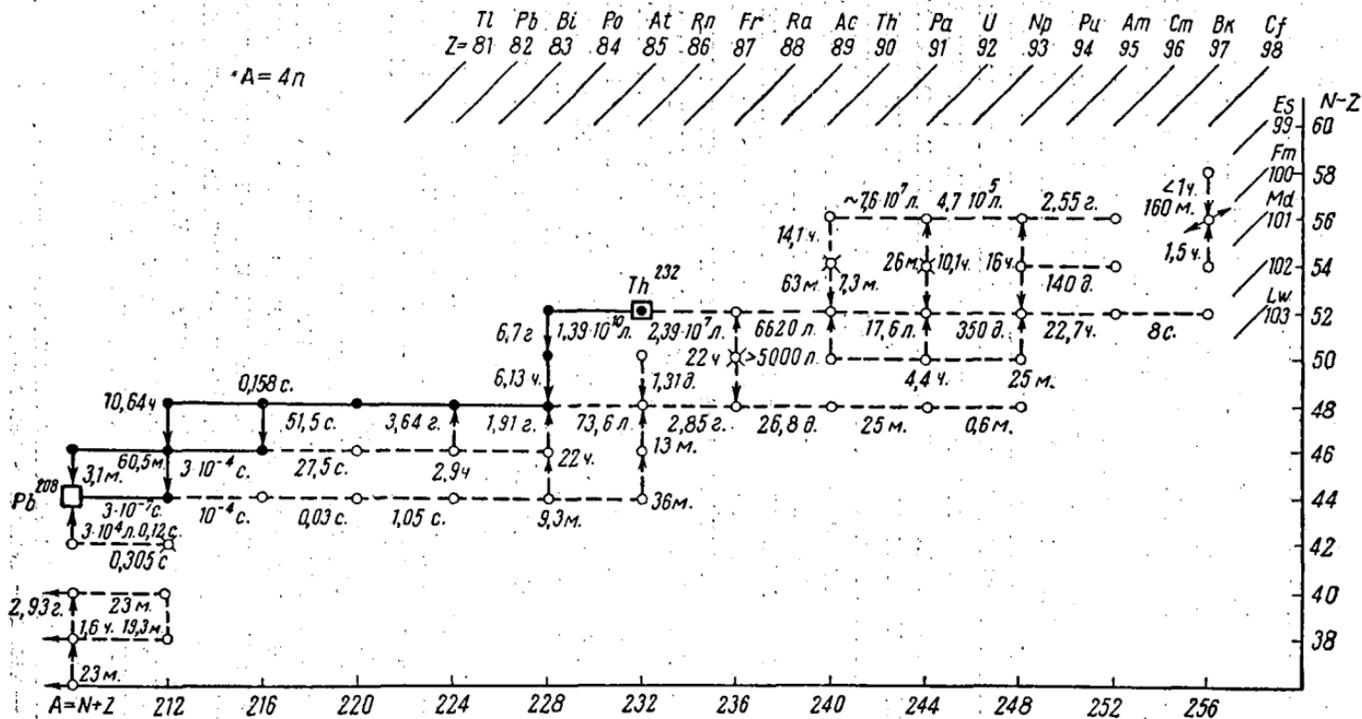


Рис. 36. Ряд распада, включающий изотопы с массовыми числами $A = 4n$ (ряд тория).

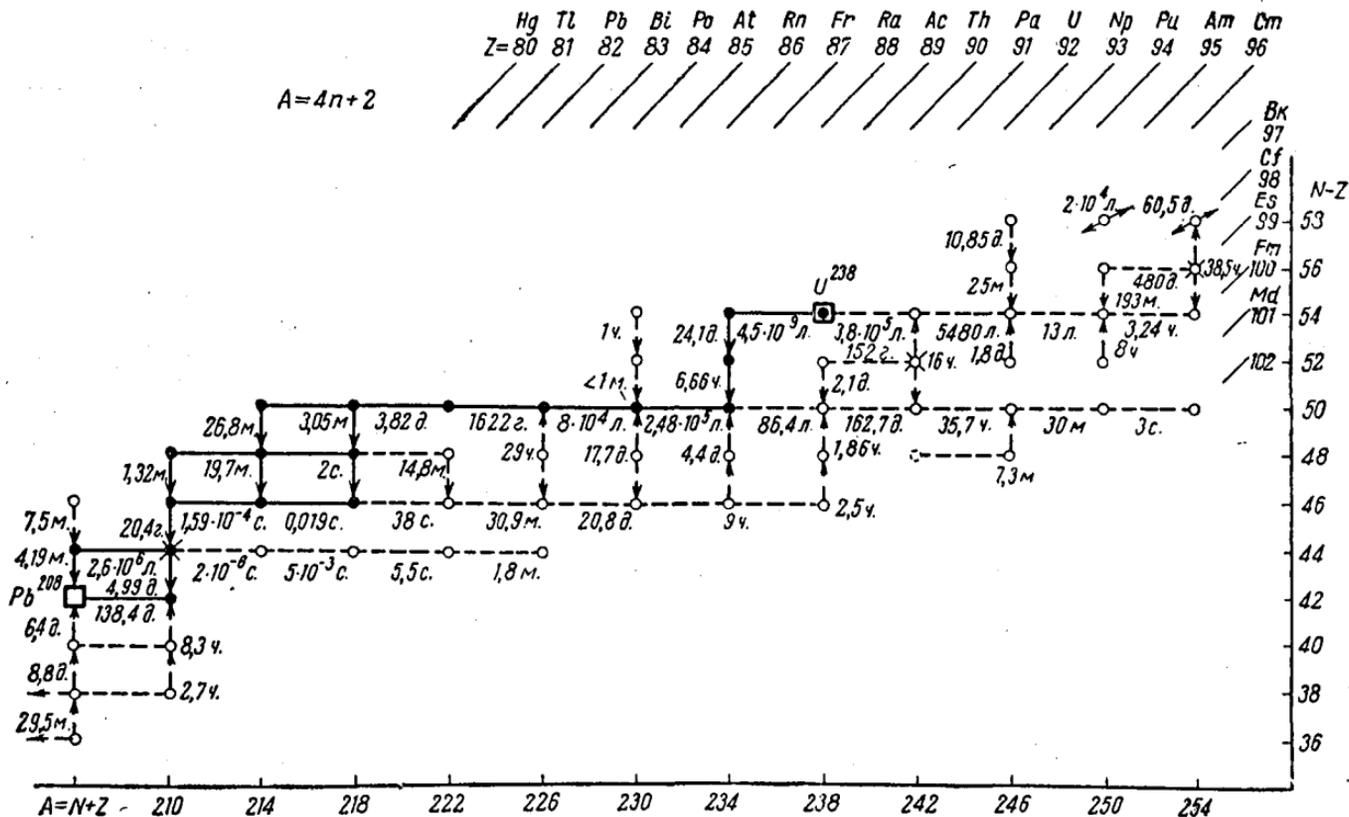


Рис. 38. Ряд распада, включающий изотопы с массовыми числами $A=4n+2$ (ряд урана).

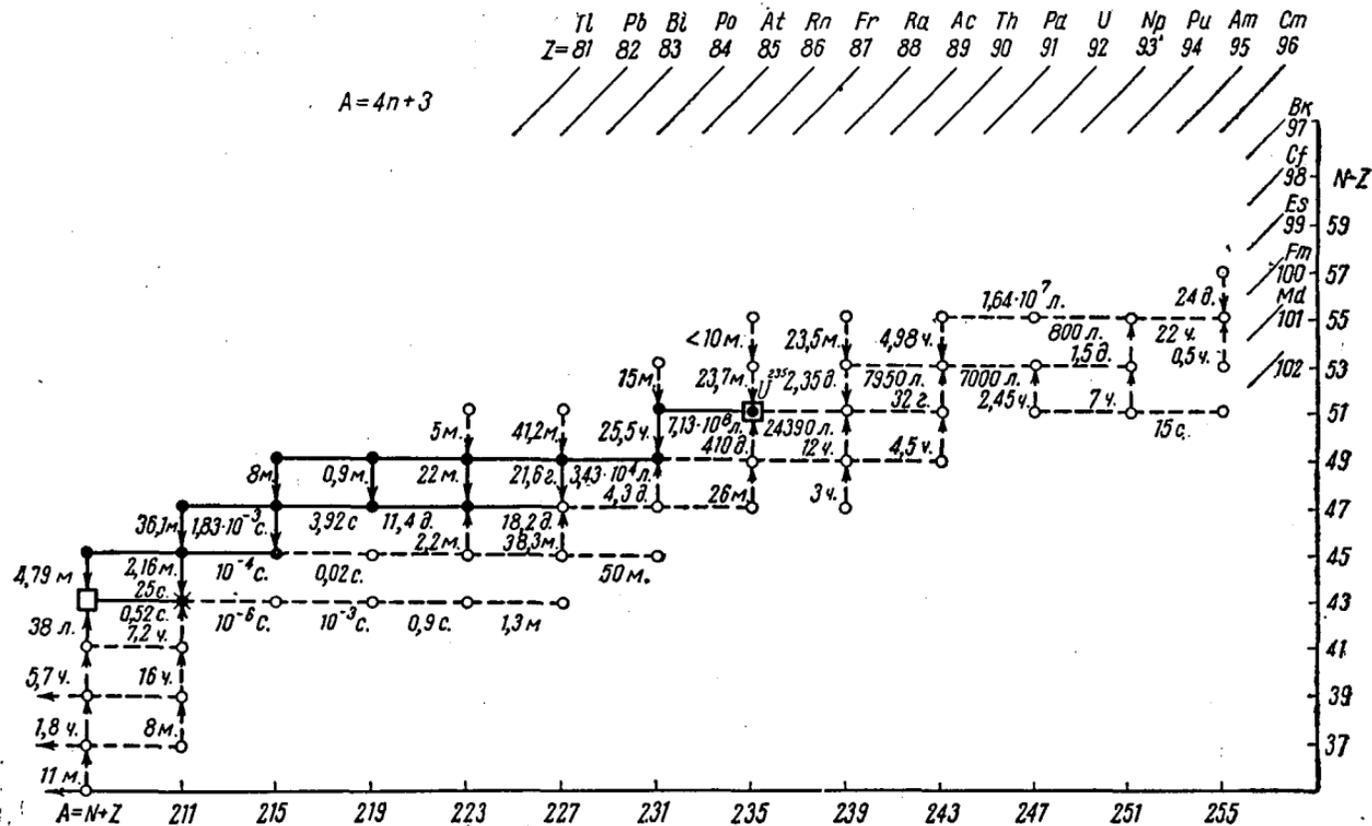


Рис. 39. Ряд распада, включающий изотопы с массовыми числами $A=4n+3$ (ряд актиния).

разветвления превращений, помечен один общий период полураспада без указания вероятности разных ветвей.

Этот общий период полураспада T связан с периодами полураспада в отдельных ветвях T_1 и T_2 простым соотношением:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2}.$$

Если учесть, что при разветвлении доля X каждой ветви обратно пропорциональна соответствующему периоду полураспада ($X_1 T_1 = X_2 T_2$) и что при наличии только двух ветвей $X_1 = 1 - X_2$, то легко получить, что $T = X_1 T_1 = X_2 T_2$. Например, изотоп висмута ThC^{212} испытывает α - и β -распад, причем доля первого составляет $1/3$, а второго $2/3$. Общий период полураспада $T = 60$ мин. Очевидно, что

$$T_\alpha = 60 : 1/3 = 180 \text{ мин}, \text{ а } T_\beta = 60 : 2/3 = 90 \text{ мин}.$$

Как видно из рис. 36—39, число искусственно воспроизведенных изотопов тяжелых ядер и их превращений значительно превышает число изотопов и превращений естественных рядов радиоактивного распада.

Исследование заурановых элементов представляет несомненный интерес и с химической точки зрения, ибо до недавнего времени не было ясности в строении неоконченного седьмого периода периодической системы, в состав которого входят эти элементы.

Как известно, в четвертом и пятом периодах системы Менделеева содержится по 18 элементов, в шестом же периоде находится 32 элемента, так как между элементом третьей группы лантаном (57) и элементом четвертой группы гафнием (72) стоят еще четырнадцать схожих с лантаном редкоземельных элементов.

В седьмом периоде вслед за аналогом лантана — актинием (89) — стоят торий, протактиний и уран. До открытия заурановых элементов трудно было решить, начинают ли эти три элемента новую группу из четырнадцати элементов, аналогичных редкоземельным, или в седьмом периоде, как и в пятом, содержится только 18 элементов, и торий, протактиний, уран являются аналогами гафния, тантала и вольфрама.

Три названных элемента, подобно редкоземельным, обладают переменной валентностью, но наиболее устой-

чивыми валентностями являются: 4 — для тория, 5 — для протактиния, 6 — для урана. Отсюда можно было бы, казалось, сделать вывод, что эти элементы стоят соответственно в четвертой, пятой и шестой группах периодической системы и что в седьмом периоде системы Менделеева должно содержаться лишь 18 элементов. Однако открытия новых элементов (от 93 до 103) доказало, что этот вывод был бы неправильным. Как будет показано дальше, новые элементы в химическом отношении оказались аналогами не элементов от рения до астата (75—85), а аналогами редкоземельных элементов.

Таким образом, было доказано, что элементы, следующие за актинием, составляют группу близких по своим химическим свойствам элементов, в которой, как и в группе редкоземельных элементов, должно содержаться 14 элементов (от 89 до недавно открытого 103). Эти элементы получили название актинидов.

Элемент 93 — нептуний

Задолго до того, как удалось искусственным путем получить первый заурановый элемент, начались долгие поиски его в природе в качестве аналога элементов седьмой группы менделеевской системы — марганца и в то время еще неизвестных технеция и рения. Как и при заполнении пустых мест в середине периодической таблицы, не было недостатка в ошибочных открытиях и всевозможных названиях элемента 93. Его называли богемий, секваний и т. д.

Подлинная история получения заурановых элементов началась с опытов Ферми и его сотрудников по облучению нейтронами ядер урана. Первые сообщения об образовании при таком облучении многих изотопов элементов 93—97 были опровергнуты позднейшими исследованиями (загадочные изотопы оказались осколками деления), но в конечном счете именно этим способом был получен первый изотоп элемента, лежащего в менделеевской системе за ураном, — изотоп элемента 93 с массовым числом 239. Он образуется в результате β -распада ядер U^{239} , возникающих при захвате медленных нейтронов изотопом U^{238} . Период полураспада U^{239} 23 мин, ядра 93^{239} также испытывают β -распад, но со значительно большим периодом полураспада, равным 2,3 дня.

Элемент 93 был впервые выделен Макмилланом и Эйблсоном * в 1940 г. Его назвали нептуний (Np) по имени планеты Нептун, расположенной в солнечной системе за Ураном. Позднее Np^{239} был получен и на циклотроне при бомбардировке урана дейтонами в результате ядерной реакции $\text{U}^{238} (d, n) \text{Np}^{239}$.

Известные в настоящее время изотопы нептуния перечислены в табл. 11. В эту и несколько последующих таблиц добавлены два столбца. Во втором столбце приводятся спин и четность ядер тех изотопов, для которых эти характеристики удалось установить. В последнем столбце даются оценки делимости ядер различных изотопов тепловыми нейтронами, основанные на сопоставлении энергии связи, выделяющейся при захвате нейтронов, и высоты барьера деления. Знак плюс означает, что захват тепловых нейтронов может приводить к делению, минус — что деления тепловыми нейтронами не происходит, вопросительный знак — сомнительность оценки. Более подробное описание того, как осуществляются подобные оценки, а также изложение основных сведений о делении ядер трансурановых элементов даны ниже в отдельном параграфе.

Из числа названных в табл. 11 изотопов нептуния в наибольших количествах получается самый устойчивый изотоп Np^{237} (период полураспада 2,14 млн. лет), который образуется в ядерных растворах под действием быстрых нейтронов в результате реакции $\text{U}^{238} (n, 2n) \text{U}^{237}$ и последующего β -распада U^{237} . Как уже отмечалось, этот изотоп является наиболее долгоживущим в ряду распада с массовыми числами $A=4n+1$. Он обнаружен и в природе — в урановой руде, добываемой в Конго, хотя в совершенно ничтожных количествах — один атом Np^{237} на 550 млрд. атомов U^{238} . Присутствие в природных рудах нептуния, период полураспада которого в тысячи раз меньше возраста Земли, объясняется исключительно тем, что он постоянно образуется из имеющегося в тех же рудах урана и находится, таким образом, в равновесии с долгопериодным изотопом U^{238} .

И в природных рудах, как в реакторах, источником образования Np^{237} служит реакция $(n, 2n)$ на ядрах ура-

* E. M. McMillan, P. H. Abelson. Phys. Rev., 57, 1186 (1940).

Изотопы нептуния

Таблица II

Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка делимости тепловыми нейтронами
				α (?)	γ	
231		α	~50 мин	6,28		+
232		э. з.	~13 "			+
233		э. з.; α ($10^{-3}\%$)	35 "	5,53		+
234	0, 1, 2?	э. з. ($\frac{L}{K} \approx 1$); β^+ (0,05%)	4,4 дня	0,8	0,043—1,61	+
235	5/2+	э. з. ($M:L:K=17:37:1$) α ($1,6 \cdot 10^{-3}\%$)	410 дней	5,099 (4%) 5,015 (83%) 4,925 (12%) 4,864 (1%)	До 0,103	+
236	1-	β^- ; э. з. — 43% ($\frac{L}{K} \leq 0,3$)	22 ч	0,52 (21%) 0,475 (79%)	0,045	+

Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивного распада
236 ^m	6?	?
237	5/2+	α
237 ^m		и. п.
237 ^m		и. п.
238	2+	β ⁻
239	5/2+	β ⁻
240	1+	β ⁻
240 ^m	≥ 2	β ⁻
241	5/2 + ?	β ⁻
241 ^m		β ⁻

* Период полураспада относительно спонтанного деления.

Продолжение табл. II

Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка делимости тепловыми нейтронами
	α (β)	γ	
> 5000 лет			
$2,14 \cdot 10^6$ "	4,867—4,52	0,02—0,20	—
(с. д. $> 10^{18}$ ")*			
$6,3 \cdot 10^{-8}$ сек		До 0,086	
$5,4 \cdot 10^{-9}$ сек		До 0,268	
2,1 дня	1,27—0,20	0,044—1,03	+
2,35 "	0,72—0,33	0,044—0,335	—
7,3 мин	2,18—0,65	0,043—1,62	+
63 "	0,89	0,085—1,16	
3,4 ч			—
16 мин	1,36		

на под действием быстрых нейтронов. Нейтроны же доставляются в этот природный реактор тремя источниками: космическим излучением, спонтанным делением ядер урана и реакциями типа (α, n) между α -частицами, испускаемыми ураном, и легкими ядрами, входящими в состав урановых руд.

Химические свойства нептуния исследовались первоначально в очень тонких опытах с микродозами. В настоящее время нептуний доступен в количествах, обеспечивающих даже самые грубые методы исследования и переработки, и является одним из наиболее дешевых радиоактивных элементов (в США 1 г Np^{237} стоит 500 долл.).

Нептуний обладает переменной валентностью — 3, 4, 5 и 6; этим значениям валентности соответствуют катионы Np^{3+} , Np^{4+} , NpO_2^+ и NpO_2^{2+} .

Наиболее распространен нептуний в четырехвалентном и шестивалентном состояниях, причем четырехвалентное его состояние устойчивее, чем для урана, а шестивалентное — устойчивее, чем для плутония. На основе этого отделяют образующийся в ядерных реакторах нептуний от урана и плутония.

В кислой среде шестивалентный нептуний образует ион нептуния NpO_2^{2+} , подобно тому как уран образует уранил UO_2^{2+} , а плутоний — плутонил PuO_2^{2+} . Восстановление смеси этих трех ионов сернистой кислотой приводит к образованию четырехвалентных нептуния и плутония, тогда как уран остается в шестивалентном состоянии и может быть осажден при помощи ацетата натрия в виде $\text{NaUO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_3$. Оставшийся в растворе четырехвалентный нептуний может быть окислен при помощи KBrO_3 до шестивалентного состояния, причем плутоний остается четырехвалентным. Затем ацетатом натрия можно осадить натрий-нептунил-ацетат $\text{NaNpO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_3$.

Другой способ разделения основан на осаждении четырехвалентных Np и Pu при помощи плавиковой кислоты HF в виде солей NpF_4 и PuF_4 . При этом шестивалентный уран остается в растворе. После растворения осадка нагреванием с концентрированной серной кислотой и обратного окисления нептуния до шестивалентного состояния повторным действием HF осаждается плутоний, а нептуний остается в растворе.

Элементарный нептуний — серебристый металл, температура плавления его 640°C . Он существует в виде трех модификаций: орторомбической α -формы (плотность $20,45 \text{ г/см}^3$, устойчива ниже 278°C), тетрагональной β -формы (плотность $19,36 \text{ г/см}^3$, устойчива при 278 — 570°C) и кубической объемноцентрированной γ -формы (плотность $18,00 \text{ г/см}^3$, устойчива выше 570°C). Металлический нептуний получается восстановлением трех- или четырехфтористого нептуния парами бария при 1300°C . Подобно урану, металлический нептуний энергично поглощает водород уже при 50°C , причем образуется черный рыхлый гидрид нептуния смешанного состава — между NpH_3 и NpH_4 , ближе к последнему.

Наиболее прочным окислом нептуния является двуокись NpO_2 , получаемая при прокаливании гидроокиси $\text{Np}(\text{OH})_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ или нитратов четырех- и пятивалентного нептуния. Двуокись нептуния — зеленый кристаллический порошок. Прокаленная двуокись не растворяется в кислотах; отмечено лишь ее растворение в концентрированной серной кислоте в присутствии KBrO_3 . Кроме двуокиси известно еще одно кислородное соединение четырехвалентного нептуния — перекись $\text{NpO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, аналогичная перекиси четырехвалентного урана. Гидроокись четырехвалентного нептуния $\text{Np}(\text{IV})$ получается при осаждении солей $\text{Np}(\text{IV})$ аммиаком и представляет собой студенистую зеленовато-серую массу. Гидроокись легко растворима в кислотах, что используется для получения различных солей нептуния.

Трехокись нептуния NpO_3 в отличие от трехокиси урана неустойчива, и кислородное соединение шестивалентного нептуния $\text{Np}(\text{VI})$ существует лишь в виде смешанного окисла Np_3O_8 , т. е. $\text{NpO}_2 \cdot 2\text{NpO}_3$. Этот окисел — шоколадно-коричневый, растворимый в кислотах порошок — получается при нагревании до 300°C гидроокиси $\text{Np}(\text{V})$ или при прокаливании динептуната аммония $(\text{NH}_4)_2\text{Np}_2\text{O}_7 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Последнее соединение получается при осаждении аммиаком солей нептунила NpO_2^{++} . Оно интересно тем, что в нем нептуний выступает в качестве неметалла. В связи с этим следует отметить, что по мере повышения валентности основные свойства гидроокисей нептуния ослабевают.

Кроме перечисленных окислов получены еще окись трехвалентного нептуния Np_2O_3 и закись нептуния NpO ,

образующаяся при восстановлении двуокиси в токе водорода. По составу сульфидов нептуний ближе к урану, чем к плутонию. Известны оксисульфид NpOS и сульфид Np_2S_3 , получаемые при воздействии смеси сероводорода с сероуглеродом при 1000°C на двуокись нептуния.

Среди соединений нептуния с галогенами по мере перехода от фтора к йоду убывает прочность соединений с высшими валентностями нептуния. В то время как трехвалентный нептуний Np (III) образует безводные соединения типа NpX_3 со всеми четырьмя галогенами (F, Cl, Br, J), четырехвалентный нептуний Np (IV) не дает соли NpJ_4 , а шестивалентный нептуний Np (VI) дает только гексафторид NpF_6 — весьма летучее соединение, похожее на гексафторид урана. В соединениях нептуния с фтором наблюдается относительная неустойчивость состояний с низшими валентностями; так, получение NpF_3 требует действия сильных восстановителей и происходит при обработке NpF_4 водородом в присутствии HF .

Среди солей кислородных кислот особенно подробно изучены перхлораты (соли HClO_4), нитраты (соли HNO_3) и сульфаты (соли H_2SO_4) нептуния. Большая часть этих солей известна только в водных растворах, в кристаллическом состоянии получен лишь светло-зеленый сульфат четырехвалентного нептуния $\text{Np}(\text{SO}_4)_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$.

Раствор солей трехвалентного нептуния Np (III) обычно синего или пурпурного цвета, растворы солей Np (IV) — оранжевато-коричневые, Np (V) — зеленовато-синие, а Np (VI) — розовато-красные.

При обсуждении разделения урана, нептуния и плутония говорилось о малорастворимом уксуснокислом нептуниле — соли шестивалентного нептуния. Среди солей четырехвалентного нептуния плохо растворимы в воде фосфорнокислый и щавелевокислый нептуний.

Важной характеристикой химических свойств нептуния является относительная устойчивость (в тех или иных условиях) различных его валентных состояний. Соединения трехвалентного нептуния окисляются на воздухе, а для растворов Np (V) характерны так называемые реакции диспропорционирования, в которых Np (V) как бы сам себя окисляет и восстанавливает, причем вместо пятивалентного нептуния образуются четырех- и шестивалентный. С уменьшением кислотности устойчивость Np (V) в водных растворах резко возрастает. Эта устой-

чивость сближает нептуний с протактинием и, наоборот, отличается от урана и плутония.

Перечень основных соединений, окислительно-восстановительных процессов и количественных характеристик устойчивости различных валентных состояний нептуния и некоторых других заурановых элементов будет дан при обсуждении вопроса о месте, занимаемом этими элементами в периодической системе Менделеева.

Элемент 94 — плутоний

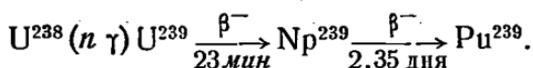
При β -распаде Np^{238} и более тяжелых изотопов нептуния образуется элемент 94. Существование этого элемента стало очевидно сразу после обнаружения β^- -активности первого из синтезированных изотопов нептуния — Np^{239} . Однако обнаружить α -активность дочернего изотопа 94^{239} оказалось затруднительным из-за большого периода его полураспада. Более успешным оказался другой путь к открытию нового элемента — бомбардировка урана дейтонами с энергией 14 Мэв: $\text{U}^{238}(d, 2n)\text{Np}^{238}$ с последующим образованием (вследствие β -распада Np^{238}) α -активного изотопа 94^{238} (период полураспада 86,4 года).

Именно таким образом удалось впервые обнаружить элемент 94, выделенный в начале 1941 г. и названный плутонием (Pu) по имени планеты Плутон, расположенной в солнечной системе за Нептуном. К этому времени уже было ясно, что один из изотопов элемента 94, а именно 94^{239} , должен быть схож с U^{235} по своей способности к делению, а потому может быть полезным для осуществления ядерной цепной реакции. К тому же перспективы получения этого изотопа сулили определенные преимущества, так как легче отделить от урана другой элемент, чем разделить два изотопа U^{235} и U^{238} . Поэтому сведения о плутонии были засекречены, и статья Сиборга, Макмиллана, Д. Кеннеди и Валя об открытии этого элемента * увидела свет лишь в 1946 г.

Вскоре за первым изотопом плутония удалось выделить продукт β -распада Np^{239} — изотоп Pu^{239} с периодом полураспада свыше 24 000 лет. Этот изотоп является основным продуктом работы ядерных реакторов, где он

* G. Seaborg et al. Phys. Rev., 69, 366 (1946).

получается в результате захвата ядрами U^{238} медленных нейтронов и двух последующих β -распадов:



Аналогичным способом Pu^{239} образуется в природных условиях в урановых рудах, где его содержание в несколько раз превышает содержание Np^{237} : один атом Pu^{239} на 100 млрд. атомов U^{238} . Реакция образования Pu^{239} из U^{238} служит как бы мостом между двумя рядами распадов: рядом урана $A=4n+2$ и рядом актиния $A=4n+3$, членом которого является Pu^{239} . Ядерные реакции перебрасывают множество таких мостов между различными рядами радиоактивного распада.

В настоящее время известно пятнадцать изотопов плутония (не считая изомеров) с массовыми числами от 232 до 246, большинство из которых α -активно (табл. 12). Среди более легких изотопов наблюдается электронный захват, а среди тяжелых изотопов — β^- -распад с образованием элемента 95. Наиболее изученным и широко используемым изотопом не только плутония, но и всех трансурановых элементов является Pu^{239} . Количество этого ядерного горючего и взрывчатого вещества исчисляются сейчас многими тоннами.

Вместе с тем начали находить применение и другие трансурановые изотопы, в частности изотоп плутония Pu^{238} , являющийся основой многих изотопных источников тока. При периоде полураспада 86,4 года и энергии α -частиц около 5,5 Мэв 1 г Pu^{238} служит источником энергии мощностью 0,56 Вт. Излучаемые α -частицы поглощаются окружающим материалом, вызывая его разогрев. Степень разогрева зависит, конечно, от условий теплоотвода и потому различна для материалов с разной теплопроводностью. Если нагревать цепь, составленную из двух разных металлов, то за счет разницы в степени их разогрева в цепи возникает ток. Такое термоэлектрическое преобразование энергии ядерных излучений позволяет получать электрический ток с помощью устройств, не имеющих каких-либо движущихся частей и в то же время устойчиво и надежно работающих в течение многих лет (в отличие от обычных аккумуляторов и элементов). Поэтому изотопные источники тока оказываются удобными для спутников и космических кораблей.

Изотопы плутония

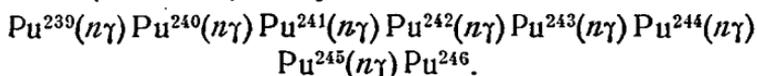
Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка доли-мости тепловыми нейтронами
				α (β)	γ	
232		э. з.; α (10%)	36 мин	6,58		+
233		э. з.; α (0,12%)	20 "	6,30		+
234		э. з. $\left(\frac{L}{K} \approx 0,3\right)$; α (6%)	9 ч	6,19		+
235		э. з. $\left(\frac{L}{K} \approx 0,23\right)$ α ($3 \cdot 10^{-3}\%$)	26 мин	5,85		+
236		α	2,85 года (с. д. $3,5 \cdot 10^9$ лет)	5,763 (~69%); 5,716 (~31%); 5,610 (0,18%)	0,047—0,165	+
237	$7/2 \pm$	э. з.; α (0,003%)	45,6 дня	5,65 (21%); 5,36 (79%)	0,033—0,098	+
237 ^m	1/2	и. п.	0,18 сек		0,043—0,81	+
238		α	86,4 года (с. д. $5 \cdot 10^{10}$ лет)	5,491 (69%) 5,450 (~31%) и другие груп- пы (до 4,70)		—
239	1/2	α	24 390 лет (с. д. $5,5 \cdot 10^{15}$ лет)	5,147 (~72,5%); 5,134 (16,8%); 5,096 (10,7%) и другие груп- пы (до 4,917)	0,037—0,42	

Продолжение табл. 12

Мас- совое число	Спин и чет- ность	Тип радиоак- тивного распада.	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, <i>Мэв</i>		Оценка дели- мости теп- лоты ней- тронами
				α (β)	γ	
239 ^m	7/2—	и. п.	$1,93 \cdot 10^{-7}$ сек		До 0,335	—
239 ^m	5/2+	и. п.	$1,1 \cdot 10^{-9}$ "		До 0,286	—
240		α	6620 лет (с. д. $1,2 \cdot 10^{11}$ лет)	5,162 (~76%); 5,115 (24%) и другие группы (до 4,851)	0,045—0,164	?(—)
241	5/2	β^- ; α ($4 \cdot 10^{-3}$ %)	13,24 года	4,893 (75%); 4,848 (25%) β : 0,021	0,145	+
242		α	$3,8 \cdot 10^5$ лет (с. д. $7,1 \cdot 10^{10}$ лет)	4,898 (76%); 4,858 (24%)		—
243	7/2+	β^-	4,98 ч	0,58 (62%); 0,49 (38%)	0,042—0,38	+
244		α	$7,6 \cdot 10^7$ лет (с. д. $2,5 \cdot 10^{10}$ лет)			—
245		β^-	10,6 ч			—
246		β^-	10,85 дня	0,33 (27%); 0,15 (73%)	0,027—0,225	—

Изотоп Pu^{238} используется, например, в источниках мощностью от 2,7 до 25 вт, установленных для питания радиоаппаратуры на американских навигационных спутниках системы «Транзит» с намеченным сроком службы пять — десять лет.

Наиболее продолжительным периодом полураспада — $7,6 \cdot 10^7$ лет — среди изотопов плутония обладает Pu^{244} . Получение этого и других тяжелых изотопов Pu следует рассмотреть подробнее, ибо аналогичным путем получают изотопы многих заурановых элементов. Речь идет о длительном облучении Pu^{239} в ядерном реакторе с осуществлением длинной цепочки актов захвата медленных (тепловых) нейтронов:

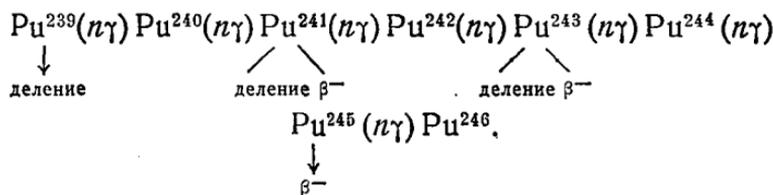


Такая цепь похожа на цепь последовательных радиоактивных превращений в природных радиоактивных семействах, но здесь каждый последующий акт превращения вызывается внешним источником облучения — тепловыми нейтронами, испускаемыми реактором. При этом поглощение нейтронов может привести к интересующему нас радиационному захвату (сечение $\sigma_{n\gamma}$), а для некоторых изотопов и к делению (сечение $\sigma_{\text{дел}}$). В случае ядерных превращений, происходящих не спонтанно, а под действием внешнего облучения, роль константы радиоактивного распада играет произведение $\Pi\sigma$ 1/сек, где Π — поток бомбардирующих частиц, 1/см²·сек. При потоке нейтронов Π константы скорости радиационного захвата и деления равны $\Pi\sigma_{n\gamma}$ и $\Pi\sigma_{\text{дел}}$ соответственно.

Кроме того, необходимо учесть, что каждый изотоп, получающийся в промежуточных звеньях цепи, является радиоактивным и может распасться раньше, чем поглотит нейтрон. Таким образом, в каждом звене цепи поглощения нейтронов радиационный захват конкурирует с другими процессами, и потому приведенная выше цепь превращений в каждом звене аналогична рассмотренным ранее превращениям в природных рядах радиоактивного распада. Вероятность того, что в данном i -м звене произойдет радиационный захват ($\mathcal{W}_{n\gamma}^i$), равна $\mathcal{W}_{n\gamma}^i = \frac{\Pi\sigma_{n\gamma}^i}{\Pi\sigma_{n\gamma}^i + \Pi\sigma_{\text{дел}}^i + \lambda_i}$, где λ_i — константа радиоактивного распада. Очевидно, когда радиоактивным распадом можно пренебречь, вероятность радиационного захвата не зависит от потока нейтронов и равняется отношению сечений $\frac{\sigma_{n\gamma}^i}{\sigma_{n\gamma}^i + \sigma_{\text{дел}}^i}$; в общем же случае следует учиты-

вать потери как на деление, так и на радиоактивный распад. Выход продуктов радиационного захвата наиболее тяжелых изотопов плутония возрастает с увеличением нейтронного потока.

Сопоставляя приведенные в табл. 12 значения периодов полураспада разных изотопов плутония и сводку данных о сечениях радиационного захвата и деления для изотопов трансурановых элементов (см. табл. 24), легко убедиться, что при потоках нейтронов $\Pi > 10^{13} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ радиоактивным распадом можно пренебречь для всех тяжелых изотопов плутония, кроме Pu^{241} , Pu^{243} и Pu^{245} . С учетом разветвлений цепь от Pu^{239} до Pu^{246} имеет вид



Независимо от потока нейтронов доля ядер Pu^{239} , переходящих в Pu^{240} , составляет $\sim 0,3$. Для Pu^{240} , как и для других четных изотопов цепи, деление тепловыми нейтронами отсутствует и радиационный захват не сопровождается какими-либо потерями. Сечение захвата нейтронов ядрами Pu^{241} составляет $\sim 0,28$ от полного сечения. Поэтому при достаточно больших потоках нейтронов 28% ядер Pu^{241} превращается в Pu^{242} .

Но, например, при $\Pi = 10^{13}$ еще сказывается радиоактивный распад, скорость которого составляет около 16% от суммарной скорости радиационного захвата и деления, и потому доля ядер Pu^{241} , дающих Pu^{242} , уменьшается до 0,24. Для ядер Pu^{243} скорость радиоактивного распада преобладает: даже при рекордном для ядерных реакторов потоке $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ она в 25 раз превышает скорость радиационного захвата и деления вместе взятых. Вероятность радиационного захвата, приближенно равная отношению $\frac{\Pi \sigma_{n\gamma}}{\lambda}$, составляет для Pu^{243} $2,6 \cdot 10^{-5}$ при $\Pi = 10^{13}$ и $1,3 \cdot 10^{-2}$ при $\Pi = 5 \cdot 10^{15}$. Наконец, вероятность радиационного захвата нейтронов ядрами Pu^{245} в указанных пределах значений Π меняется от $1,4 \cdot 10^{-4}$ до $6,5 \cdot 10^{-2}$.

Отсюда следует, что из общего количества в 1 кг Pu^{239} , облучаемого в ядерном реакторе медленными нейтронами, через стадию образования Pu^{240} и Pu^{241} пройдет около 300 г, через стадию образования Pu^{242} и Pu^{243} — уже не более 84 г. Даже при $\Pi = 5 \cdot 10^{15}$ лишь около 1 г плутония доходит до стадии образования Pu^{244} и Pu^{245} и около 70 мг — до стадии образования Pu^{246} .

Выход каждого из изотопов, образующихся при таком облучении, первоначально возрастает, поочередно достигая максимального значения, затем начинает падать в связи с выгоранием исходного изотопа Pu^{239} , среднее время жизни которого в условиях облучения составляет $\frac{10^{21}}{\Pi}$ сек, т. е. от трех лет до двух суток при

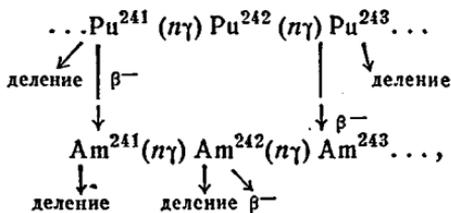
$\Pi = 10^{13} - 5 \cdot 10^{15}$. Напомним, что в цепочках природных радиоактивных семейств выгоранием, т. е. распадом первичных изотопов, можно пренебречь из-за очень большой продолжительности их жизни. Поэтому там устанавливается радиоактивное равновесие, т. е. практически постоянное соотношение между числом ядер всех дочерних изотопов, обратно пропорциональное их периодам полураспада. При накоплении изотопов на реакторе каждому дочернему изотопу соответствует свое оптимальное время облучения, когда достигается более или менее широкий максимум выхода. По порядку величины это оптимальное время определяется суммой средних времен жизни всей цепочки изотопов (от исходного до данного) в условиях облучения $\sum_i \frac{1}{\Pi (\sigma_{\text{пг}} + \sigma_{\text{дел}})_i + \lambda_i}$ и соответству-

ет в нашем примере накопления тяжелых изотопов плутония интегральному потоку нейтронов $\Pi t \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ 1/см}^2$, что означает необходимость облучения на наиболее мощных современных реакторах в течение нескольких месяцев или даже нескольких лет. Длительность необходимого облучения, конечно, уменьшается с ростом потока нейтронов. Однако далеко не всегда такое увеличение нейтронного потока оказывается целесообразным.

При облучении сильно делящихся изотопов (Pu^{239} , Pu^{241}) интенсивными нейтронными потоками возникает необходимость отвода чрезвычайно большого количества тепла, обусловленного делением. Так, например, при $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ тепловыделение на 1 г Pu^{239} отве-

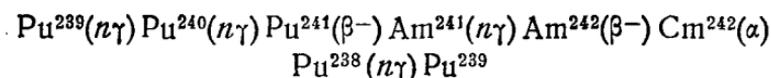
чает мощности в 300 квт! Поэтому на первой стадии облучения Pu^{239} до достижения максимального выхода одного из промежуточных изотопов (Pu^{242}) нет необходимости в нейтронных потоках порядка 10^{15} $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ и более; целесообразно накапливать Pu^{242} при $\Pi \approx 10^{14}$ и лишь затем, после выделения этого изотопа, облучать его более интенсивным потоком нейтронов. Следует, однако, иметь в виду, что эти сечения далеко не всегда могут считаться надежно установленными. Лишь для немногих изотопов трансурановых элементов сечения радиационного захвата и деления определялись в прямых опытах с относительно чистыми образцами. В большинстве же случаев определение или, лучше сказать, оценка сечений производилась обратным пересчетом — по выходу разных изотопов при облучении большей или меньшей длительности тем или иным потоком нейтронов. Чтобы получить таким образом величины сечений, надо решать системы уравнений со многими неизвестными, которые приводят к нескольким вариантам решений.

Поскольку ядра тяжелых изотопов плутония β^- -активны, т. е. дают при распаде следующий элемент — америций, а ядра америция могут, захватив несколько нейтронов, превратиться путем β^- -распада в кюрий и т. д., многократный захват нейтронов ядрами Pu^{239} оказывается эффективным способом получения не только тяжелых изотопов плутония, но и различных трансплутониевых элементов. Расчеты выходов америция, кюрия и других трансплутониевых элементов оказываются более сложными, чем для самого плутония, ибо разветвления присутствуют уже не только в вариантах распада, но и в способах образования различных изотопов, как, например, в ряду



где Am^{243} образуется из Pu^{241} , через Pu^{243} или через Am^{241} . При весьма продолжительном нейтронном облучении в расчетах выходов различных изотопов следует принимать во внимание и возможность регенерации тех

или иных изотопов вследствие β - и α -распада. Так, в только что приведенном примере β -распад Am^{242} дает Cm^{242} , а α -распад этого изотопа — Pu^{238} . Образующиеся в условиях нейтронного облучения ядра Pu^{238} захватывают нейтроны и вновь превращаются в Pu^{239} , с которого и началась вся цепь. Поскольку полупериод α -распада Cm^{242} менее полугода, β -распада Am^{242} — менее суток, а средняя продолжительность времени, необходимого для радиационного захвата Pu^{238} ($n\gamma$) Pu^{239} , уже при $\Pi = 10^{14}$ $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ оказывается менее девяти месяцев, легко убедиться, что при многолетнем накоплении далеких трансплутониевых элементов рассмотренный здесь цикл регенерации



вполне может осуществиться и даже не один раз. В дальнейшем мы еще вернемся к методу получения различных изотопов длительным облучением в нейтронных реакторах, когда будем сопоставлять разные пути синтеза новых и накопления уже известных трансплутониевых элементов.

Химические свойства плутония изучены, пожалуй, лучше, чем свойства большинства «старых» элементов. Первые детальные исследования проводились с микрограммовыми количествами при помощи описанной выше специальной методики. На основе этих исследований была разработана технология промышленного получения в миллиарды раз больших количеств плутония, т. е. килограммов. Такое колоссальное соотношение между модельными и прикладными опытами требовало, естественно, высокой точности лабораторных микроисследований.

Плутоний, подобно урану и нептунью, обладает переменной валентностью от трех до шести, причем наиболее устойчиво его четырехвалентное состояние.

Методика отделения плутония при помощи осаждения плавиковой кислотой упоминалась при рассмотрении отделения нептуния. Разделение трех близких по свойствам элементов — урана, нептуния и плутония — основывается обычно на различной относительной устойчивости их четырех- и шестивалентных соединений.

Широко применяется так называемый лантан-фторидный цикл, который сыграл особенно большую роль в ранних исследованиях химии плутония. Облученный нейтронами уран, содержащий нептуний, плутоний и осколки деления, растворяют в азотной кислоте. Плутоний восстанавливается сернистым газом до четырехвалентного состояния, после чего осаждается фторидом лантана LaF_3 благодаря образованию смешанных кристаллов. В осадок переходят и многие осколки деления, а также нептуний. Затем осадок растворяется, и нептуний окисляется броматом калия до Np(VI) . При вторичном осаждении нептуний не переходит в осадок, где остаются лишь более трудно окисляемый Pu(IV) и редкоземельные элементы — продукты деления. Последующим окислением переводят в шестивалентное состояние плутоний, который остается в растворе при новом добавлении LaF_3 и таким образом отделяется от осколков деления — лантанидов.

В другом цикле — цирконий-фосфатном — используется различие устойчивости трех- и четырехвалентных состояний Np и Pu . Четырехвалентные Np и Pu прекрасно осаждаются фосфатом циркония. Если раствор, содержащий соли шестивалентных Np и Pu , обработать смесью гидразина и солей двухвалентного железа, то Np восстанавливается лишь до Np(IV) , тогда как восстановление плутония идет до Pu(III) . Поэтому при последующем осаждении нептуний переходит в осадок, плутоний же остается в растворе.

Прежде чем перейти к соединениям плутония, остановимся на свойствах металлического плутония, получаемого при восстановлении PuF_4 парами бария при 1200°C . Металл плутоний в зависимости от температуры может находиться в шести модификациях (аллотропных разновидностях), обозначаемых греческими буквами α , β , γ , δ , δ' и ϵ и различающихся многими свойствами (табл. 13). Температура, отвечающая переходу одной модификации в другую, оказывается гораздо выше при разогреве, чем при охлаждении. Интересным свойством δ - и особенно δ' -модификации является отрицательный коэффициент теплового расширения. При нагреве эти модификации не расширяются, а сжимаются, что связано с увеличением плотности при переходах $\delta \rightarrow \delta'$ и $\delta' \rightarrow \epsilon$. Все модификации плутония обладают малой проводимостью электриче-

ского тока, особенно α -форма, удельное сопротивление которой (145 мком/см) превышает сопротивление любого другого металла при комнатной температуре.

Из окислов плутония в чистом виде получены закись (моноокись) PuO и двуокись PuO_2 , наличие окиси трехвалентного плутония Pu_2O_3 доказано лишь косвенными

Таблица 13

Некоторые характеристики модификаций плутония

Модификация	Интервал устойчивости, °С	Симметрия решетки	Плотность, г/см ³
α	Ниже 122	Моноклинная	19,737 (25° С)
β	122—203		17,77 (150° С)
γ	203—317	Орторомбическая	17,19 (210° С)
δ	317—453	Гранецентрированная кубическая	15,92 (320° С)
δ'	453—477	Тетрагональная	15,99 (465° С)
ϵ	477—639,5 (до плавления)	Объемноцентрированная кубическая	16,48 (500° С)

методами, а окись шестивалентного плутония отсутствует даже в виде смешанных окислов. Наиболее устойчива двуокись плутония — коричнево-желтоватый кристаллический порошок, получающийся при прокаливании солей четырехвалентного плутония, а также солей других валентных состояний. Известна также перекись четырехвалентного плутония PuO_4 .

Известны гидроксиды четырех- и трехвалентного плутония, из которых более устойчива $Pu(OH)_4$ — бледно-зеленая студенистая масса, образующаяся при добавлении избытка аммиака к растворам солей $Pu(IV)$. Гидроокись $Pu(OH)_3$ синего цвета, на воздухе она легко окисляется до $Pu(OH)_4$. Гидроксиды более высоких валентных состояний плутония не обладают определенным составом и легко переходят в гидроксид $Pu(IV)$.

Плутоний, подобно другим заурановым, а также редкоземельным элементам, не осаждается сероводородом из водных растворов, его сульфиды получают нагреванием двуокиси в токе газа сероводорода. Получены сульфиды плутония PuS , Pu_2S_3 и смешанный сульфид Pu_3S_4 .

Число известных безводных соединений плутония с галогенами значительно меньше, чем для нептуния. С хлором, бромом и иодом такие соединения получены лишь для трехвалентного плутония. Лишь с фтором плутоний дает такие соединения не только в виде Pu (III), но и Pu (IV) и Pu (VI). Однако PuF₄ и PuF₆ неустойчивы и при нагревании переходят в PuF₃.

Изучены свойства многих солей с различными валентными состояниями плутония. Среди солей также преобладают соединения четырехвалентного плутония, например сульфат, нитрат, перхлорат и другие, получаемые обычно растворением гидроокиси Pu (OH)₄ в соответствующих кислотах. В концентрированной азотной кислоте Pu (IV) образует комплексные анионы типа [Pu (NO₃)₆]⁻, осаждаемые в виде солей щелочных металлов, например K₂[Pu (NO₃)₆]. При электролизе таких солей плутоний выделяется на аноде.

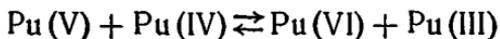
Из трудно растворимых солей четырехвалентного плутония можно отметить иодат Pu (JO₃)₄, выпадающий в виде светло-желтого рыхлого осадка. Важным нерастворимым соединением четырехвалентного плутония является фторид PuF₄, в виде которого плутоний осаждают обычно из раствора, используя в качестве инертных носителей редкоземельные элементы.

Восстановителями, переводящими в водных растворах четырехвалентный плутоний в трехвалентный, могут служить, например, сернистая кислота, солянокислый гидроксилламин NH₂OH·HCl, желтая кровяная соль K₄Fe (CN)₆.

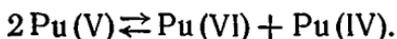
В шестивалентном состоянии плутоний образует в кислой и нейтральной средах двухвалентный катион — плутонил PuO₂⁺⁺. Известно большое количество растворимых в воде солей плутонила. Растворы этих солей, однако, неустойчивы, ибо плутоний может переходить в четырех- и даже трехвалентное состояние. Причиной таких химических превращений являются физические свойства плутония. Под действием α-частиц, искусственно получаемых плутонием, происходит разложение воды с образованием водорода, кислорода и перекиси водорода. В результате шестивалентный плутоний может восстанавливаться водородом или взаимодействовать с перекисью водорода с образованием перекисных соединений четырехвалентного плутония.

Для кислых растворов соединений плутония разной валентности характерным является протекание реакций диспропорционирования, упоминавшихся для нептуния. В концентрированной соляной кислоте диспропорционирование Pu (IV) идет с образованием Pu (III) и Pu (VI), причем реакция $3 \text{Pu (IV)} \rightleftharpoons 2 \text{Pu (III)} + \text{Pu (VI)}$ тем сильнее смещена вправо — в сторону диспропорционирования, чем выше температура и чем меньше концентрация соляной кислоты.

В разбавленных растворах сильно возрастает концентрация пятивалентного плутония и появляются две другие реакции диспропорционирования:



и



Изучению реакций диспропорционирования благоприятствует тот факт, что растворы различных валентных состояний плутония окрашены в разные цвета: трехвалентные соединения дают синие растворы, четырехвалентные — зеленые, пятивалентные — бесцветные, шестивалентные — оранжевые.

Поэтому концентрации разных валентных состояний в растворах могут определяться спектрофотометрическим способом.

Элемент 95 — америций

При получении в ядерных реакторах плутония в виде Pu^{239} происходит дальнейшее превращение этого изотопа в Pu^{240} и затем в Pu^{241} . Эти два изотопа являются обычными примесями к Pu^{239} , особенно в «переоблученном» плутонии, и их содержание достигает нескольких процентов. Между тем Pu^{241} испытывает β -распад со сравнительно малым полупериодом (~ 13 лет), а потому в плутонии происходит накопление следующего за ним в периодической системе элемента 95. Этот элемент в виде изотопа 95^{241} был впервые выделен Сиборгом, Джеймсом, Морганом и Гиорсо в 1944 г. и назван америцием (Am) по аналогии с соответствующим ему элементом 63 из числа лантанидов, называемым европием. Первые пуб-

Изотопы амерция

Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивно- го распада	Период полураспа- да	Энергия испускаемых частиц, <i>Мэв</i>		Оценка дели- мости тепло- выми нейтро- нами
				α (β)	γ	
237		э. з.; α ($5 \cdot 10^{-30}/0$)	1,3 ч	6,01		+
238		э. з.; α ($3 \cdot 10^{-40}/0$)	1,86 "		0,37— 1,35	+
239	5/2—	э. з.; α ($5 \cdot 10^{-30}/0$)	12 "	5,75	0,045— 0,278	+
240		э. з.; α ($< 0,2^0/0$)	53 "		0,043— 1,40	+
241	5/2—	α	458 лет (с. д. 2,3 · ·10 ¹⁴ лет)	5,541 (0,39 ⁰ /0) 5,508 (0,24 ⁰ /0) 5,482 (~85 ⁰ /0) 5,439 (12,8 ⁰ /0) 5,386 (1,66 ⁰ /0) 5,321 (0,015 ⁰ /0) 5,241 (0,002 ⁰ /0)	0,026— 0,37 (см. рис. 8)	? (—)
242	1—	β^- ; э. з. (16 ⁰ /0)	16 ч	0,667 (40 ⁰ /0) 0,625 (60 ⁰ /0)	0,0422 (с β^-) 0,0445 (с э. з.)	+
242 ^m	5/2—	и. п.; э. з.; β^- ($< 2^0/0$); α (0,48 ⁰ /0)	>100 лет (152 года)	β^- 0,578	0,0486 (и. п.)	+
243	5/2—	α	7950 лет	5,339—5,169	0,074	—?
244		β^-	10,1 ч			+
244 ^m		β^- ; э. з. (0,039 ⁰ /0)	26 мин	1,485		+
245		β^-	125 "	0,905	0,036— 0,255	—
246		β^-	25 "	1,31—2,10	0,018— 1,07	+

ликация об открытии америция появились лишь через пять лет*.

В настоящее время изотоп Am^{241} выделен в количествах, исчисляющихся, по-видимому, сотнями граммов, и коммерческая цена его в США составляет 1500 долл. за 1 г.

Изучены также многие другие изотопы америция (табл. 14). Самым устойчивым из них является Am^{243} . Кроме Am^{243} и Am^{241} лишь возбужденное, изомерное состояние Am^{242m} имеет время жизни порядка сотен лет, все же остальные изотопы америция живут от получаса до нескольких суток. Благодаря относительно большому периоду полураспада (7950 лет) Am^{243} оказывается значительно удобнее для исследования химических свойств америция, чем все остальные его изотопы. При использовании Am^{243} существенно меньшую роль играют эффекты радиационно-химических превращений под действием собственных излучений исследуемого изотопа. Am^{243} может быть накоплен в относительно больших количествах при длительном облучении плутония в ядерных реакторах. При облучении Pu^{239} примерно 8,5% исходного материала превращается в Pu^{242} , дальнейшее же облучение Pu^{242} сопровождается почти 100%-ным образованием Am^{243} в качестве промежуточного продукта с последующим его превращением в Am^{244} и Cm^{244} . Максимальный выход Am^{243} в ходе облучения Pu^{242} потоком $\sim 10^{15}$ $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ достигает десятков процентов через несколько месяцев после начала облучения. Как Am^{241} , так и Am^{243} могут служить исходным материалом для получения относительно больших количеств кюрия и более далеких трансплутониевых элементов.

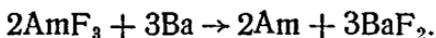
Первые исследования химических свойств америция были выполнены при помощи описанной в гл. III микрометодики.

Химически наиболее устойчивым является трехвалентное состояние америция. В этом состоянии америций очень схож с лантанидами, которые и используются как инертные носители при выделении америция. При катионообменном разделении лантанидов и америция последний вымывается из колонны лимоннокислыми солями рядом с прометием.

* G. Seaborg et al. Phys. Rev, 78, 472 (1950).

Кроме трехвалентного отмечены четырех-, пяти- и шестивалентные состояния америция. Получить высшие валентности америция гораздо труднее, чем соответствующие состояния нептуния или плутония. Соединения америция высших валентностей весьма неустойчивы.

Металлический америций получается восстановлением трехфтористого америция парами бария при 1150—1350°С:



Это серебристо-белый ковкий металл, плотность которого (11,7 г/см³) гораздо меньше плотности урана, нептуния, плутония.

Металлический америций энергично реагирует с газообразным водородом, образуя гидрид AmH_3 . В литературе описана окись трехвалентного америция Am_2O_3 , существующая в двух кристаллических модификациях, и розоватая студенистая гидроокись $\text{Am}(\text{OH})_3$, образующаяся при воздействии аммиака на водные растворы солей $\text{Am}(\text{III})$.

Обработка гидроокиси при высоких температурах разными галогенсодержащими соединениями (HF , CCl_4 , AlBr_3 , смесь Al и J_2) приводит к образованию тригалогенидов америция AmX_3 ($\text{X}=\text{F}, \text{Cl}, \text{Br}, \text{J}$). Сульфид трехвалентного америция Am_2S_3 получается нагреванием двуокиси AmO_2 в токе сероводорода в присутствии сероуглерода.

Двуокись америция AmO_2 является наряду с AmF_4 наиболее известным и устойчивым соединением четырехвалентного америция $\text{Am}(\text{IV})$. Это черный нерастворимый в воде кристаллический порошок, получаемый прокаливанием гидроокиси или нитрата трехвалентного америция. При растворении в кислотах типа HCl и HF двуокись америция восстанавливается до $\text{Am}(\text{III})$ и потому не используется для получения солей четырехвалентного америция.

При восстановлении двуокиси америция водородом образуется моноокись (закись) AmO . Аналогичные моноокиси известны также для нептуния и плутония, где они образуются в виде тонких поверхностных пленок при стоянии металла на воздухе. Все такие моноокиси обладают не ионным, а металлическим характером, т. е. о них нельзя говорить как о соединении двухвалентного ме-

талла (Me) с атомами кислорода с выделенной Me-O структурой.

Соединения Am (II) могут быть получены также восстановлением растворов солей Am (III) амальгамой натрия.

Пятивалентный америций образуется при окислении гипохлоритом натрия NaOCl раствора соединений трехвалентного америция в присутствии Na_2CO_3 . При таком окислении выпадает бледный осадок, легко вновь растворяющийся даже при действии мягких восстановителей.

Воздействием сильных окислителей, например $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$, на кислые растворы трехвалентного америция удалось получить соль шестивалентного америция $\text{NaAmO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_3$ коричнево-красного цвета, нерастворимую в воде. По своим свойствам эта соль весьма схожа с соответствующими солями урана, нептуния и плутония. Например, показатели преломления солей $\text{NaXO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_3$, где $\text{X}=\text{U}, \text{Np}, \text{Pu}, \text{Am}$, равны: 1,5015 для урана, 1,5105 для нептуния, 1,518 для плутония, 1,528 для америция.

Элемент 96 — кюрий

Почти одновременно с америцием в 1944 г. при бомбардировке Pu^{239} α -частицами с энергией 32 Мэв Сиборг, Джеймс и Гиорсо получили первый из изотопов элемента 96 — $\text{Pu}^{239}(\alpha n) 96^{242}$. Этот элемент был назван кюрием (Cm) в честь основателей науки о радиоактивности Марии и Пьера Кюри. Таким образом, и в этом названии было выдержано сопоставление с лантанидами, среди которых аналог кюрия — гадолиний (элемент 64) тоже носит имя ученого, снискавшего известность исследованиями редкоземельных элементов, финна Гадолина.

Изотопы кюрия приведены в табл. 15. Типовым способом получения легких изотопов с $A=238-242$ является бомбардировка плутония α -частицами с испусканием нейтронов: $\text{Pu}^{239}(\alpha, xn) \text{Cm}^{243-x}$, где $x=1-5$. Более тяжелые изотопы кюрия получают длительным нейтронным облучением плутония, причем Cm^{243} образуется вследствие β -распада Pu^{241} в ряду

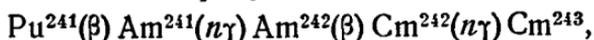


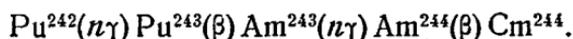
Таблица 15

Изотопы юрия

Массовое число	Спин и чет- ность	Тип радиоак- тивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка дели- мости тепло- выми нейтро- нами
				α (β)	γ	
238		э. з.; α (0,40%)	2,5 ч	6,52		+
239		э. з.; α ($<0,10\%$)	3 "		0,188	+
240		α ; э. з. ($<0,50\%$)	26,8 дня (с. д. $1,9 \cdot 10^6$ лет)	6,26		+
241	1/2-	э. з.; α (0,96%)	35 дней	5,95	0,47; 0,60	+
242		α	162,7 дня (с. д. $7,2 \cdot 10^6$ лет)	6,110 ($\sim 73,70\%$) 6,066 ($\sim 260\%$) и др. груп- пы (до 5,20)	0,044—1,03	+
243	5/2	α ; э. з. (0,32%)	32 года	6,061—5,584	0,102—0,278	+
244		α	17,59 года (с. д. $1,4 \cdot 10^7$ лет)	5,802 (76,70%) 5,760 (23,30%)	0,043—0,150	+?
244 ^m	6+	и. п.	0,034 сек		1,042	
245	7/2+	α	9320 лет	5,45 (150%); 5,36 (770%); 5,31 (80%)	0,130; 0,172	+
246		α	5480 лет (с. д. $2 \cdot 10^7$ лет)	5,378 (790%); 5,334 (210%)		-?
247		α	$1,64 \cdot 10^7$ лет			+

Массовое число	Спин и чет- ность	Тип радиоак- тивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка дели- мости тепло- выми нейтро- нами
				α (β)	γ	
248		α ; с. д. (11%)	$4,7 \cdot 10^5$ лет (с. д. $4,6 \cdot 10^6$ лет)	5,05		—
249		β —	64 мин	0,86		+
250		с. д.	$2 \cdot 10^4$ лет			—

а Cm^{244} и все последующие изотопы до Cm^{249} в основном ряду превращений, когда вместо β -распада Pu^{241} происходит значительно более вероятный радиационный захват нейтрона с образованием Pu^{242} , а затем следуют процес-



Максимальный выход Cm^{244} при таком облучении, как и выход Pu^{242} , составляет несколько процентов от исходного количества Pu^{239} , но достигается этот выход значительно позднее, так как превращение Pu^{242} в Cm^{244} идет через относительно медленную стадию $\text{Pu}^{242}(n\gamma) \text{Pu}^{243}$.

Изотоп Cm^{244} , как и Pu^{242} , предполагается использовать для дальнейшего облучения нейтронами и получения калифорния и последующих трансплутониевых элементов. Но об этом речь впереди. Как видно из табл. 15, наиболее долгоживущим изотопом кюрия является Cm^{247} с периодом полураспада 16,4 млн. лет. Время жизни этого изотопа было определено совсем недавно, оно значительно меньше возраста нашей планеты. Тем самым было закрыто неоднократно выдвигавшееся предположение о возможном существовании Cm^{247} в природе как первичного радиоактивного изотопа. Накопление тяжелых изотопов кюрия, особенно Cm^{247} , в достаточных для химических исследований количествах открывает перспективы существенного расширения круга таких исследований, поскольку опыты с Cm^{242} чрезвычайно затруд-

нены интенсивными радиационно-химическими превращениями, нагреванием, испарением и разбрызгиванием растворов его соединений. Мощность 1 г Sm^{242} как источника энергии около 120 вт. Излучаемой им энергии достаточно, чтобы каждую секунду разлагать $4 \cdot 10^{19}$ молекул воды; большой кусок металлического кюрия быстро раскалился бы от собственного излучения.

Высокая удельная активность Sm^{242} нашла практическое применение: на основе этого изотопа разрабатываются разнообразные изотопные источники тока для энергоснабжения радиоаппаратуры космических кораблей и спутников. Мощность этих источников от 3 до 100 вт, срок службы — от двух до шести месяцев, принцип действия термоэлектрический, т. е. такой же, как в источниках с использованием Pu^{238} .

Металлический кюрий, как и другие заурановые элементы, получается восстановлением фторида (SmF_3) парама бария при 1275°C . Металл обладает серебристым цветом, блеском и хорошей ковкостью, его плотность 7 г/см^3 , что, видимо, ниже действительного значения из-за пустот в исследованном образце. Из твердых соединений кюрия в литературе описаны белая окись Sm_2O_3 и черная двуокись SmO_2 , фториды SmF_3 и SmF_4 . В водных растворах обнаружены соединения только трехвалентного кюрия. В условиях, когда происходит окисление америция до пяти- или даже шестивалентного состояния, кюрий остается трехвалентным. Sm (III) легко соосаждается с фторидами, оксалатами, гидроокисями лантанидов. К числу растворимых солей Sm (III) относятся все галогениды, перхлорат, нитрат и сульфат.

Элемент 97 — берклий

В конце 1949 г. Томпсон, Гиорсо и Сиборг* получили первый изотоп элемента 97, который они назвали берклием (Bk) по имени города Беркли, где расположен центр работ по синтезу и изучению трансурановых элементов — Радиационная лаборатория Калифорнийского университета. Напомним, что и соответствующий берклию редкоземельный элемент 65 — тербий — называется по городу Иттерби, близ которого были обнаружены минералы, содержащие редкие земли.

* S. Thompson et al. Phys Rev, 77, 738 (1950).

Первый изотоп берклия (Bk^{243}) был получен при бомбардировке Am^{241} α -частицами с энергией 35 Мэв в реакции $Am^{241}(\alpha, 2n)Bk^{243}$. Его время жизни всего 4,5 ч, что, конечно, сильно затрудняет изучение химических свойств берклия. Как видно из табл. 16, среди известных

Таблица 16

Изотопы берклия

Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка делимости тепловыми нейтронами
				α (β)	γ	
243	3/2-	э. з.; α (0,15%)	4,5 ч	6,72 (30%); 6,55 (53%); 6,20 (17%)	0,042—0,54 (с α) 0,74—0,96 (с э. з.)	+
244		э. з.; α ($6 \cdot 10^{-3}\%$)	4,5 ч	6,67	0,20—1,72	+
245	3/2-	э. з.; α (0,11%)	4,95 дня	6,37 (33%); 6,17 (41%); 5,98 (26%)	0,165—0,480 (с α) 0,25; 0,38 (с э. з.)	+
246		э. з.	1,8 дня		0,80—1,13	+
247		α	7000 лет	5,30 (5%); 5,51 (58%); 5,67 (37%)	0,084; 0,27	+?
248		β^- ; э. з. (30%)	16 ч	0,65		+
249	7/2+	β^- ; α ($2,2 \cdot 10^{-30}/0$)	314 дней (с. д. > $1,4 \cdot 10^9$ лет)	α 5,42; 5,03 β 0,08—0,125		-
250	2-	β^-	193,3 мин	1,76 (5,5%); 1,72 (5,5%); 0,725 (89%)	0,91—1,04	+
250 ^m		и. п.	$3,9 \cdot 10^{-8}$ сек		0,062	

сейчас изотопов берклия есть и гораздо более долгоживущие: Bk^{249} и особенно Bk^{247} . Из-за отсутствия β^- -активных изотопов кюрия, вплоть до Cm^{249} , изотоп Bk^{247} не образуется при облучении плутония, америция или кюрия нейтронами. Его получают на ускорителе, например в реакции $\text{Cm}^{244}(\alpha n)\text{Bk}^{247}$. Что же касается Bk^{249} , то этот изотоп является промежуточным продуктом при накоплении элемента 98 (калифорния) длительным нейтронным облучением. Поэтому его удастся получить в гораздо

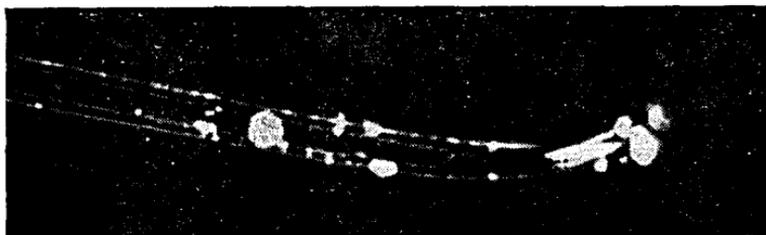


Рис. 40. Первая выделенная проба хлорида берклия.

больших количествах. Так, в 1962 г. было впервые выделено чистое соединение берклия $\text{Bk}^{249}\text{Cl}_3$ в количестве трех миллиардных долей грамма, которое можно видеть на рис. 40 по окружающему пылинки хлорида берклия ореолу. Этот ореол вызван действием собственного излучения препарата берклия на молекулы газов воздуха — их возбуждением с последующим испусканием видимого света. Можно рассчитывать на то, что в скором времени будут накоплены миллиграммовые количества Bk^{249} , и тогда химия берклия получит существенное развитие.

В ранних работах по получению Bk^{243} отделение берклия от америция производилось катионным обменом с последующим вымыванием лимоннокислым аммонием. Общие принципы ионообменного метода выделения микроколичеств различных элементов рассматривались в гл. III. Здесь мы несколько подробнее остановимся на хроматографическом разделении лантанидов и актинидов.

Обычно сначала проводят отделение всех лантанидов (используемых в качестве инертных носителей, а также образующихся при получении актинидов в ядерных ре-

акторах в качестве примесей в числе осколков деления) от актинидов, а затем разделение актинидов. Для отделения актинидов от лантанидов колонну с катионитом после адсорбции ионов редких земель и заурановых элементов промывают соляной или кремнефтористоводородной (H_2SiF_6) кислотой. В первом случае отмываются актиниды, а лантаниды остаются в колонне, во втором случае — наоборот. Если отмываются актиниды, то их окисляют от XCl_3 до $\text{X}(\text{ClO}_4)_3$ и вновь производят адсорбцию на катионите. Затем с очень малой скоростью (примерно 1 см^3 растворителя в час) производят отмывание актинидов лимоннокислыми солями.

На рис. 25 изображены кривые хроматографического разделения лантанидов и актинидов. Эти кривые получаются в результате исследования химических, спектральных или радиоактивных свойств продуктов, вымываемых из ионообменной колонны. По интенсивности спектральных линий или радиоактивных свойств (активности с данным периодом полураспада или данной энергией излучения) можно судить о концентрации того или иного продукта в каждой капле выходящего из колонны раствора. Очевидно, что зависимости выхода различных элементов от пропущенного объема отмывающего раствора для актинидов и лантанидов вполне аналогичны. Последовательность вымывания точно соответствует обратной последовательности расположения элементов в периодической системе Менделеева (от более тяжелых к более легким).

Даже большое расстояние между пиками тербия и гадолиния воспроизводится в ряду актинидов, и здесь после вымывания берклия необходимо пропустить относительно большой объем элюанта, прежде чем начинает вымываться кюрий. Оба эти провала в кривых вымывания отражают изменение ионного радиуса гидратированного трехвалентного иона при добавлении восьмого f -электрона к наполовину заполненной $4f$ - или $5f$ -оболочке.

Ионообменное исследование химических свойств берклия показало также, что этот элемент, подобно тербию, может находиться не только в трех-, но и в четырехвалентном состоянии. Таким образом, хроматографическое разделение лантанидов и актинидов (от америция и далее) демонстрирует их близкое сходство.

Элемент 98 — калифорний

В начале 1950 г., всего через два месяца после получения первого изотопа берклия, на том же циклотроне Калифорнийского университета был впервые синтезирован элемент 98. Это удалось сделать Томпсону, Стриту, Гиорсо и Сиборгу*, бомбардировавшим α -частицами с энергией 35 Мэв ядра изотопа кюрия Cm^{242} . Предполагалось, что, как и при получении берклия, происходит реакция типа $(\alpha, 2n)$, т. е. что образуется изотоп 98^{244} . Позднее, однако, было установлено, что открытый в первых опытах новый изотоп с периодом полураспада 44 мин есть изотоп 98^{245} , т. е. происходила ядерная реакция $\text{Cm}^{242}(\alpha, n)98^{245}$.

Новый элемент назвали калифорнием (Cf) — по месту открытия. В этом названии нет аналогии с соответствующим редкоземельным элементом 66 — диспрозием, имя которого происходит от греческого слова «труднодоступный». Но авторы открытия элемента 98 пытались обосновать такую аналогию следующим образом: «Называя вновь открытый элемент калифорнием, мы хотели отметить, что первооткрывателям этого элемента пришлось столь же трудно, как было трудно век назад пионерам Америки достигнуть Калифорнии».

Химическое отделение калифорния от облученного кюрия иллюстрирует огромные возможности хроматографического метода. Адсорбцией на катионообменной смоле и последующим вымыванием лимоннокислым аммонием удалось отделить калифорний и изучить некоторые его химические свойства в опытах, в которых общее количество калифорния не превышало десяти тысяч атомов.

В отличие от других трансплутониевых элементов для калифорния известно лишь трехвалентное состояние. Он соосаждается с фторидом и оксалатом лантана. Известны растворимые его соли: нитрат, сульфат, галогениды, сульфид и перхлорат. Благодаря накоплению на реакторе макроскопических количеств Wk^{249} и продукта его распада Cf^{249} в 1958 г. удалось приготовить первые ничтожные количества чистых твердых соединений калифорния — окиси Cf_2O_3 , трихлорида CfCl_3 и оксихлорида CfOCl .

* S. Thompson et al. Phys. Rev., 80, 790 (1950)

На рис. 41 изображена дифракция рентгеновских лучей на оксихлориде калифорния, полученная на образце весом в 0,05 мг. На рис. 42 сопоставляются спектры поглощения Cf (III) и Dy (III) в разбавленной соляной кислоте (пунктирными вертикальными линиями выделен интервал длин волн в видимой и инфракрасной областях, в

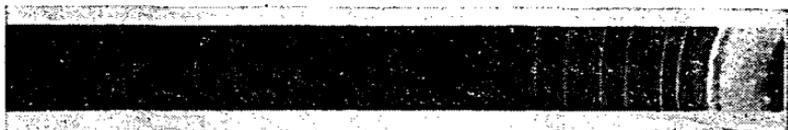


Рис. 41. Дифракция рентгеновских лучей на оксихлориде калифорния.

котором было проведено исследование спектров для калифорния). Удалось исследовать и магнитную восприимчивость трехвалентных ионов Вк и Cf в довольно широ-

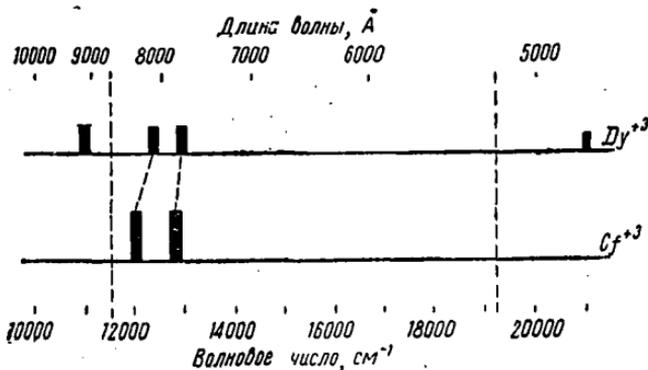


Рис. 42. Спектры поглощения солянокислых растворов трехвалентных калифорния и диспрозия.

ком интервале температур: от температуры жидкого азота (-196°C) до комнатной.

Известные сейчас изотопы калифорния приведены в табл. 17. Благодаря использованию мощных ядерных реакторов, путем длительного облучения нейтронами плутония уже сейчас удалось накопить сотни микрограммов калифорния, главным образом в виде Cf^{252} и Cf^{250} . В бли-

жайшие годы количество калифорния в ядерных лабораториях мира возрастет до сотен миллиграммов и граммов.

Таблица 17

Изотопы калифорния

Массовое число	Спин и четность	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, Мэв		Оценка деленности тепловыми нейтронами
				α (β)	γ	
244		α	25 мин	7,17		+
245		э. з.; α (30%)	44 "	7,11		+
246		α	35,7 ч (с. д. 2100 лет)	6,753 (78%); 6,711 (22%)	0,042—0,151	+
247		э. з.	2,45 ч		0,295—0,460	+
248		α	350 дней (с. д. 7000 лет)	6,26 (82%); 6,22 (18%)		+
249	(9/2-)	α	360 лет (с. д. 1,5 · 10 ⁹ лет)	6,194—5,687	0,255—0,394	+
250		α	13 лет (с. д. 1,73 · 10 ⁴ лет)	6,024 (83%); 5,980 (17%)	0,043	+?
251		α	800 лет			+
252		α ; с.д. (3%)	2,55 года (с. д. 82 года)	6,112 (84,5%); 6,069 (15,5%)	0,043	-?
253		β^-	18 дней	0,27		+
254		с. д.	60,5 ± 0,2 дня			-

Изотопы Cf²⁴⁹ и Cf²⁵¹ представляют наибольший интерес для изучения химических свойств калифорния, так как они обладают достаточно большими периодами полураспада и, следовательно, относительно слабым радиационно-химическим действием. Напротив, Cf²⁵² и особенно Cf²⁵⁴ характеризуются чрезвычайно высокой удельной активностью. Мощность Cf²⁵⁴ как источника энергии составляет 10 квт·ч. Кусочек этого изотопа величиной со спичечную головку в течение многих месяцев подряд мог бы выделять (благодаря спонтанному делению) столько же тепла, сколько печка, ежечасно сжигающая килограмм

лучшего угля. Нетрудно понять, насколько сложной была бы проблема сохранения такого кусочка калифорния от саморазрушения, насколько сомнительным оказался бы успех попыток изучить его химические свойства.

В течение нескольких лет период полураспада Cf^{254} , испытывающего спонтанное деление, считался равным примерно 55 суткам. Как раз за такое же время вдвое уменьшается интенсивность яркого свечения, возникающего при вспышках так называемых сверхновых звезд. Появилась гипотеза, что при такой вспышке, как и при термоядерном взрыве, возникают мощные кратковременные потоки нейтронов, и ядра присутствующих в звездах устойчивых тяжелых элементов, «наглотавшись» этих нейтронов и претерпев затем множество актов β -распада, довольно быстро превращаются в ядра различных изотопов трансплутониевых элементов, в том числе в Cf^{254} . Затем начинается выделение энергии за счет спонтанного деления этого изотопа, наблюдаемое на Земле в виде свечения и убывающее вдвое за 55 суток в соответствии с периодом полураспада Cf^{254} . Скорость выделения энергии в 1 г Cf^{254} в 50 млрд. раз превышает среднюю скорость энерговыделения в 1 г солнечного вещества, поэтому нетрудно понять, что спонтанное деление «звездных количеств» Cf^{254} действительно может обеспечить колоссальную мощность свечения. Однако в настоящее время гипотеза о связи свечения сверхновых звезд со спонтанным делением Cf^{254} почти всеми отвергается, причем наряду с детальными расчетами, показавшими несовместимость этой гипотезы с количественными показателями энерговыделения в звездах, решающую роль в отказе от старых предположений сыграло уточнение периода полураспада Cf^{254} , равного, как теперь выяснено, 60,5 суток.

Наиболее изученным изотопом калифорния сейчас является Cf^{252} . Энерговыделение за счет α -распада и спонтанного деления этого изотопа значительно меньше, чем Cf^{254} , но все же достаточно велико: около 50 Вт/г. Поскольку при делении Cf^{252} испускаются вторичные нейтроны, этот изотоп служит мощным нейтронным источником; 1 мкг Cf^{252} испускает около $3 \cdot 10^6$ нейтр/сек, т. е. достаточно 4 мкг Cf^{252} , чтобы заменить крупный лабораторный нейтронный источник, который когда-то изготавливался из 1 г радия, окруженного бериллием. Для работ

с изотопом Cf^{252} из-за его высокой удельной нейтронной активности требуется создание совершенно новых конструкций горячих камер, защищенных толстыми стенами из утяжеленного бетона, со смотровыми окнами, заполненными слоем воды (вернее, водного раствора ZnBr_2) толщиной 120—150 см (рис. 43).

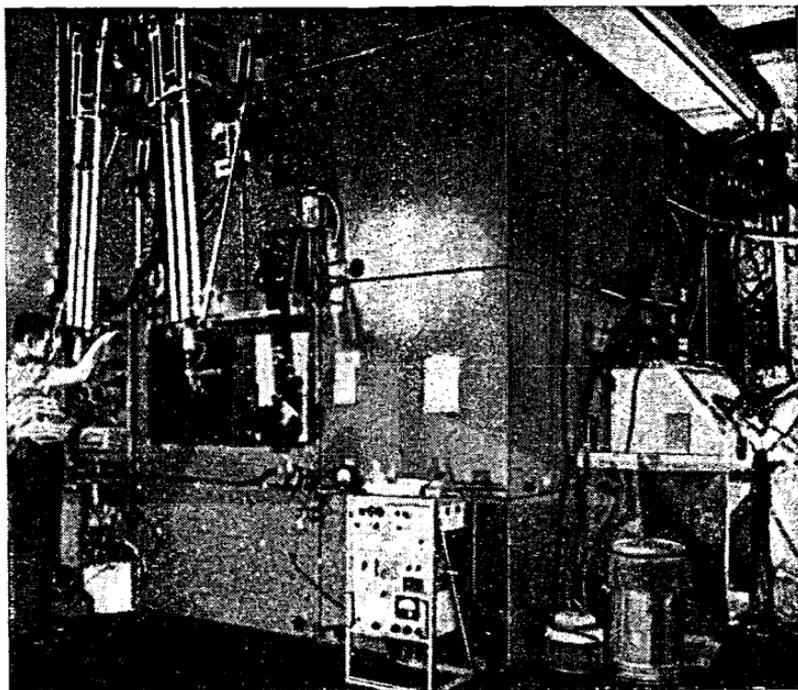


Рис. 43. Горячая камера для работы с препаратами калифорния, излучающими до 10^{12} нейтр/сек.

Препараты Cf^{252} нашли весьма полезное применение для изучения физики деления атомных ядер. В самом деле, 1 мкг Cf^{252} без всякого облучения извне за счет спонтанного деления дает почти миллион актов деления в секунду — столько же, сколько 1 мкг природного урана при облучении его в центре активной зоны мощного реактора. Нет надобности объяснять, насколько проще регистрировать осколки и тем более вторичные нейтроны, испускаемые при делении, когда не приходится опасаться

фона и защищать установку от вызывающих деление частиц, пропуская эти частицы лишь сквозь нацеленный на слой делящегося вещества узкий коллиматор.

Не удивительно, что с помощью препаратов Cf^{252} были быстро повторены все основные опыты по делению: измерение среднего числа вторичных нейтронов и уста-

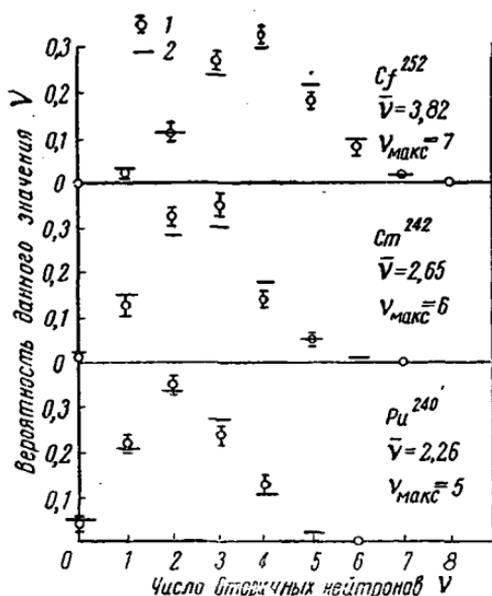


Рис. 44. Распределение числа случаев спонтанного деления Cf^{252} , Cm^{242} и Pu^{240} по числу испускаемых вторичных нейтронов:

1 — экспериментальные данные; 2 — расчетные данные (биномиальная формула).

новление вида их энергетического спектра; наблюдение запаздывающих нейтронов; изучение массового и энергетического спектра осколков; наблюдение деления с вылетом трех фрагментов — пары осколков и длиннопробежной α -частицы; изучение спектра сопровождающих деление γ -квантов и т. д.

Применение Cf^{252} позволило не только весьма точно измерить среднее число вторичных нейтронов на один акт деления, но и найти вид распределения числа случаев деления по числу вторичных нейтронов. Опыты такого ро-

да проводились с использованием большого бака, содержавшего около 3 м³ жидкости, сцинтиллирующей (испускающей вспышки света) под действием заряженных ядерных частиц. Жидкий сцинтиллятор был окружен со всех сторон фотоэлектронными умножителями, которые регистрировали световые вспышки, сопровождавшие захват растворенными в сцинтилляторе солями кадмия замедлившихся нейтронов деления. В центре бака располагался источник нейтронов — препарат Cf²⁵², нанесенный на один из электродов ионизационной камеры. Каждый акт деления сопровождался попаданием одного из осколков на второй электрод камеры и возникновением разрядного импульса в камере. Этот импульс деления открывал на несколько десятков микросекунд ждущую развертку осциллографа, на экране которого были видны и все последующие импульсы, возникавшие за это время от захвата нейтронов деления ядрами кадмия в объеме сцинтиллятора. Таким образом, в каждом случае можно было видеть, сколько нейтронов испустилось при делении.

Результаты такого наблюдения спонтанного деления некоторых изотопов приведены на рис. 44. Характер распределения актов деления по числу вторичных нейтронов хорошо передается биномиальной формулой

$$P(\nu) = \frac{\nu_{\max}!}{\nu! (\nu_{\max} - \nu)!} \left(\frac{\bar{\nu}}{\nu_{\max}} \right)^\nu \left(1 - \frac{\bar{\nu}}{\nu_{\max}} \right)^{\nu_{\max} - \nu},$$

где значения среднего ($\bar{\nu}$) и принятого за максимальное (ν_{\max}) числа вторичных нейтронов оказались следующими:

$\begin{array}{c} \text{Cf}^{252} \\ \bar{\nu} = 3,82 \pm 0,12 \\ \nu_{\max} = 7 \end{array}$	$\begin{array}{c} \text{Sm}^{242} \\ 2,65 \pm 0,09 \\ 6 \end{array}$	$\begin{array}{c} \text{Pu}^{240} \\ 2,26 \pm 0,05 \\ 5 \end{array}$
---	--	--

Еще более интересные измерения числа вторичных нейтронов были выполнены с помощью установки, регистрировавшей скорость и энергию, а следовательно, массу каждого из двух осколков спонтанного деления Cf²⁵². Энергия осколков определялась в этих опытах по величине импульса, производимого осколками при их падении на поверхность полупроводникового спектрометрического счетчика. Поскольку такие счетчики находят сейчас все более широкое применение в разных работах

с трансплутониевыми элементами, постараемся вкратце описать принцип их действия. Обратимся сперва к простейшей газовой ионизационной камере (рис. 45, а).

Проходя через камеру, заряженная частица ионизирует молекулы газа, причем число возникающих пар положительных ионов и электронов пропорционально энер-

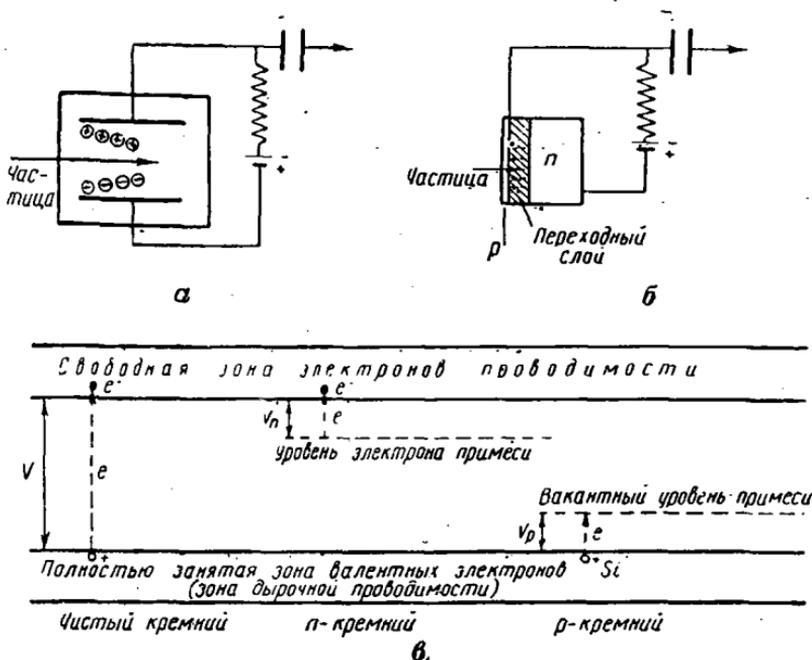


Рис. 45. Принципы работы поверхностно-барьерных полупроводниковых pn -детекторов:

а — схема ионизационной камеры; б — схема поверхностно-барьерного pn -детектора; в — схемы переходов электронов в зону проводимости в чистом полупроводнике и в примесных полупроводниках p - и n -типов.

гии частицы. Затем ионы и электроны движутся соответственно к отрицательному и положительному электродам камеры; на выходе регистрирующей схемы появляется импульс, амплитуда которого пропорциональна числу ионно-электронных пар и, стало быть, энергии попавшей в камеру частицы.

В полупроводниковом счетчике роль двух электродов играют полупроводники с электронной и дырочной проводимостью, например кремний с небольшими добавками

фосфора и бора. В атомах кремния имеется по четыре валентных электрона, тогда как в фосфоре их пять, а в боре — три. Поэтому уровни лишних электронов фосфора располагаются выше полосы заполненных коллективных уровней валентных электронов кремния и для переброски этих электронов в зону проводимости требуется меньшая энергия (V_n) по сравнению с энергией возбуждения электронов проводимости в чистом кремнии (V) (рис. 45, в). Выход избыточных электронов в зону проводимости не сопровождается появлением дырки в зоне валентных электронов. Поэтому переносчиками тока в таком примесном полупроводнике являются преимущественно носители отрицательного (negative) n -заряда, отсюда и название полупроводников n -типа. В кремнии с добавкой бора сравнительно легко (с затратой энергии V_p) происходит перехват валентного электрона кремния на вакантный уровень примеси, появляется дырка в зоне валентных электронов. Переносчиками тока в таком примесном p -полупроводнике являются по преимуществу носители положительного (positive) заряда — дырки.

При контакте n - и p -полупроводников возникают pn -переходы; некоторое количество избыточных электронов проникает в p -область, а дырок — в n -область, причем они взаимно нейтрализуются и пограничный слой оказывается свободным от носителей как отрицательного, так и положительного заряда. n -Область в целом приобретает положительный, а p -область — отрицательный заряд, между ними возникает какая-то разность потенциалов. Наблюдается картина, вполне аналогичная ионизационной камере (рис. 45, б): роль электродов играют n - и p -полупроводники, а роль заполняющего камеру газа — пограничный, переходный слой. Толщина этого слоя может быть увеличена приложением дополнительной разности потенциалов: плюс к n -, минус к p -области. При попадании ионизирующей частицы в переходный слой возникает импульс, амплитуда которого пропорциональна энергии частицы. Это дает возможность использовать полупроводниковые pn -счетчики в качестве спектрометров. Такие спектрометры к тому же имеют преимущества перед ионизационной камерой. Если на образование пары электрон — ион в газе расходуется около 30 эв, то вырывание в зону проводимости

электрона в кристалле чистого кремния требует всего 0,77 эв, а в примесном полупроводнике еще меньше — около 0,1 эв.

Таким образом, если среднее число пар электрон — ион, создаваемых в газе частицей с энергией 1 Мэв, равно $3 \cdot 10^4$, то число электронов, вырываемых такой частицей в зону проводимости в полупроводниковом детекторе (или число дырок), составляет 10^6 — 10^7 . Поэтому амплитуда импульса от полупроводникового счетчика оказывается гораздо больше, чем от ионизационной камеры.

Далее, статистический разброс числа N от одного случая к другому составляет в среднем \sqrt{N} , так что отношение $\frac{\sqrt{N}}{N}$, характеризующее разброс в амплитуде

импульса, т. е. погрешность в определении энергии частицы, равняется в данном случае 0,55% для ионизационной камеры и всего 0,03—0,1% для полупроводникового спектрометра. Кроме того, полупроводниковые счетчики оказываются гораздо более быстрыми: время собирания ионов на электроды ионизационной камеры исчисляется миллионными долями секунды, а время ухода электронов и дырок из переходного слоя — лишь миллиардными долями секунды.

Наконец, размеры *pn*-счетчиков (рис. 46) гораздо меньше, чем размеры ионизационных камер, а это сильно облегчает конструирование всевозможных установок с применением таких счетчиков. Обычно используемые счетчики представляют собой кремниевые пластинки с добавкой фосфора, на поверхности которых создаются *pn*-переходы (акцептором электронов из *n*-области служит кремний с добавкой бора или напыленный слой золота). Однако спектрометрическое использование таких полупроводниковых детекторов возможно лишь для тех частиц, пробег которых полностью укладывается в пределах переходного слоя толщиной до нескольких сотен микрон. Поэтому поверхностно-барьерные *pn*-счетчики открывают особенно широкие возможности для определения энергии осколков деления и α -частиц, обладающих, как известно, наименьшими пробегами. Между тем именно эти частицы и приходится чаще всего регистрировать при исследовании трансплутониевых элементов.

Возвратимся теперь к описанию экспериментов с препаратом Cf^{252} , выполненных на установке, схематически изображенной на рис. 47. Как уже было сказано, кинетическая энергия осколков спонтанного деления Cf^{252} определялась с помощью *pn*-детекторов (они обозначены на рис. 47 номерами I и II). По пути к детекторам, расположенным, как и препарат, в вакуумной камере, осколки проходили сквозь тонкие никелевые фольги, в которых теряли по несколько десятков килоэлектронвольт (что

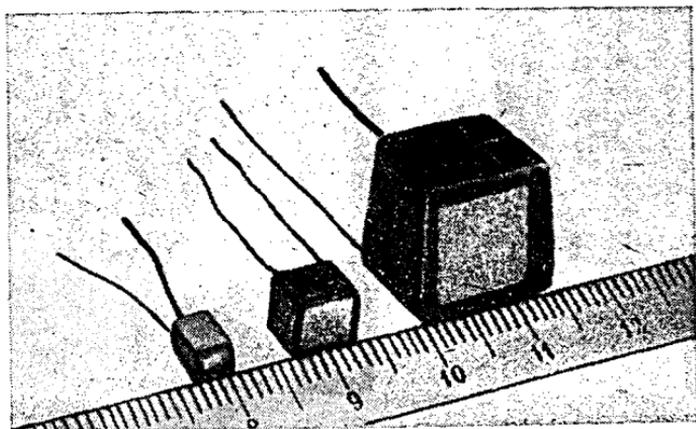


Рис. 46. Поверхностно-барьерные полупроводниковые *pn*-детекторы.

составляет менее 0,1% от их энергии) и выбивали по несколько тысяч электронов. Эти электроны фокусировались специальной электромагнитной системой на другую пару *pn*-детекторов (на рис. 47 *A* и *B*), где возникали соответствующие импульсы. Зная время t между появлением импульсов в счетчиках *A* и I или *B* и II и расстояние l между никелевыми фольгами и детекторами I или II, можно легко определить скорость осколков I и II, а зная скорость и кинетическую энергию каждого из осколков — найти их массовые числа. Таким образом, в каждом данном акте деления определялись массовые числа осколков A_I и A_{II} и число вылетающих при делении нейтронов $\nu = 252 - (A_I + A_{II})$.

В этих опытах, следовательно, полностью раскрывался механизм каждого акта деления и число вторичных нейтронов можно было сопоставить с природой осколков. При этом был получен весьма интересный результат.

Оказалось, что выигрыш энергии при делении минимален, когда деление симметрично, т. е. когда масса обоих осколков примерно одинакова. Симметричному делению отвечает наибольшее число вторичных нейтронов,

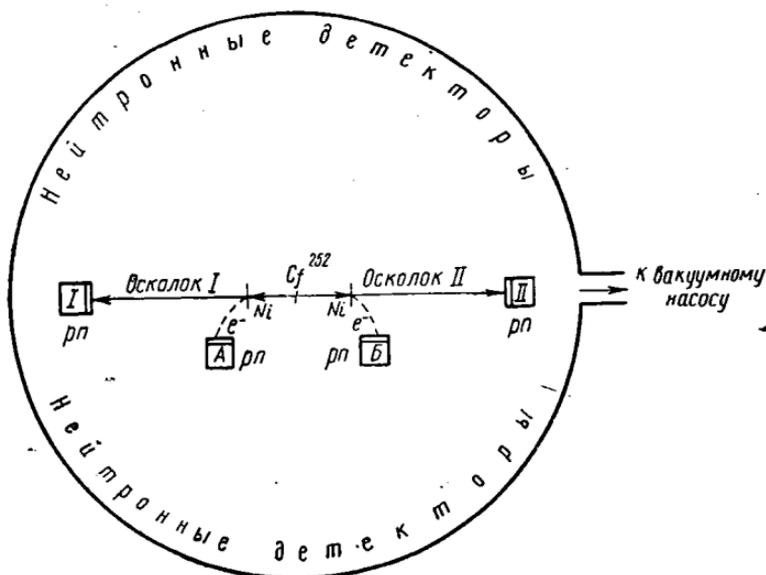


Рис. 47. Схема установки для одновременной регистрации скорости и кинетической энергии осколков деления, т. е. для определения их массы.

что и приводит к дополнительной затрате энергии. Когда один из осколков был примерно в полтора раза тяжелее другого, число вторичных нейтронов оказывалось наименьшим, а энерговыделение — наибольшим. Известно, что спектр масс осколков деления Cf^{252} , как и во всех случаях спонтанного деления или деления под действием медленных нейтронов, бывает двугорбым, т. е. более вероятно асимметричное деление (рис. 48). Описанные

только что опыты показали, что вероятность деления связана с величиной выделяемой при делении энергии: чем выше эта энергия для того или иного варианта деления, тем чаще этот вариант осуществляется.

Опыты в изображенной на рис. 47 геометрии (расположение вокруг образца детекторов нейтронов), позволяют также исследовать и характер углового распреде-

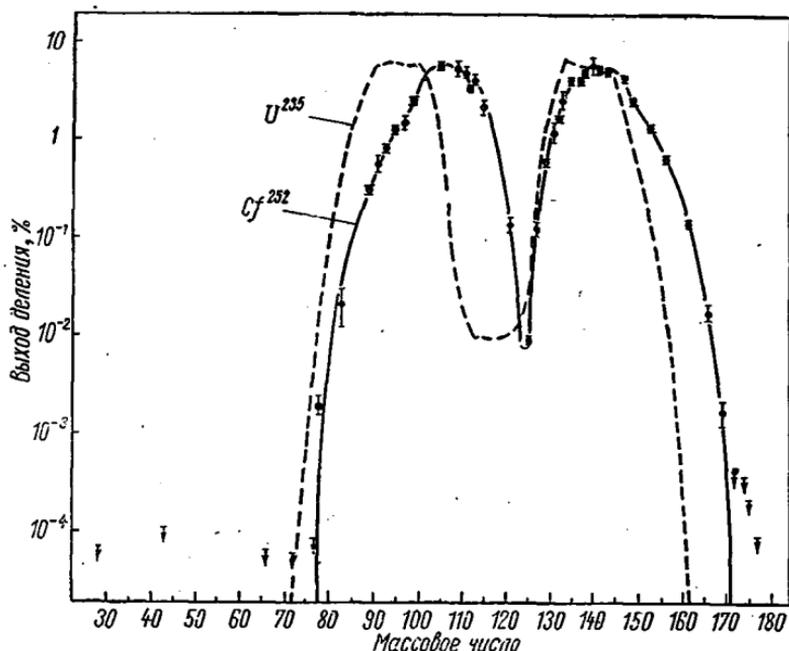


Рис. 48. Массовый спектр осколков спонтанного деления Cf^{252} и деления U^{235} тепловыми нейтронами.

ления вторичных нейтронов относительно направления осколков деления.

Исследование такого распределения важно для того, чтобы ответить на вопрос, вылетают нейтроны из делящегося ядра в момент образования двух осколков или из самих осколков, на лету. В последнем случае, очевидно, должен преобладать вылет нейтронов в направлении движения осколка. Именно такое преобладание и наблюдалось на опыте.

Элементы 99 и 100 — эйнштейний и фермий

Первые публикации об искусственном получении элементов 99 и 100 появились в 1954 г. Сообщалось о бомбардировке урана шестизарядными ионами азота с энергией более 100 Мэв и кислорода с энергией 180 Мэв, приводившей к ядерным реакциям типа $U^{238} (N^{14}, 6n) 99^{246}$ и $U^{238} (O^{16}, 4n) 100^{250}$. Однако год спустя в печати появились ранее засекреченные сведения о том, что оба элемента были впервые получены при исследовании проб, отобранных в районе термоядерного взрыва «Майк», произведенного в ноябре 1952 г.

Открытие новых элементов оказалось в известной степени неожиданным, и поиски их начались лишь после того, как среди продуктов взрыва были обнаружены тогда еще неизвестные тяжелые изотопы плутония Pu^{244} и Pu^{246} . Эти изотопы образовывались в результате мгновенного облучения урана весьма интенсивным потоком нейтронов. В ходе такого облучения ядра U^{238} успевали захватить 6 или 8 нейтронов и превратиться в β -радиоактивные ядра U^{244} и U^{246} . Последующие цепочки из двух звеньев β -распада приводили к образованию сначала Np^{244} и Np^{246} , а затем и двух названных изотопов плутония.

Заметим, что изотопы как урана, так и нептуния с массовыми числами 244 и 246 неизвестны до сих пор. На реакторе их не удастся получить из-за быстрого β -распада образующихся на предыдущих стадиях захвата нейтронов более легких изотопов U и Np, анализ же продуктов ядерных взрывов удастся осуществить лишь по истечении достаточно долгого после взрыва времени, когда сохраняются только долгоживущие заключительные продукты более или менее длинных цепей β -распада. Чем больше нейтронов успевают поглотить при взрыве ядро урана, тем длиннее оказывается последующая цепь β -распада, тем больше атомный номер завершающего эту цепь долгопериодного изотопа. Может, конечно, быть и так, что даже этот последний член ряда, уже не β -активный, но испытывающий спонтанное деление или α -распад, окажется слишком короткопериодным. Дальше мы увидим, что именно этим определяется круг элементов, которые еще могут быть получены при ядерных взрывах. Но в случае элементов 99 и 100 можно было не опасать-

ся такой возможности. Было ясно, что их получение при ядерном взрыве всецело определяется числом нейтронов, которые ядра урана успевают поглотить в момент взрыва. Как видно из табл. 17, самым легким β -активным изотопом калифорния является Cf^{253} . Поэтому ядро U^{238} должно поглотить не менее пятнадцати нейтронов, чтобы последующие цепи β -распада могли дойти до элемента 99.

Обнаружение Pu^{244} и Pu^{246} дало основание надеяться на такую возможность, и сотрудники трех научных центров США — Радиационной лаборатории в Беркли (Гиорсо, Томпсон, Хиггинс, Сиборг), Аргоннской лаборатории (Стаднер, Филдс, Фрид, Даймонд, Метч, Пайл, Хайзинга, Хирш, Мэннинг) и Лос-Аламосской лаборатории (Браун, Смит, Спенс) — приступили к переработке примерно тонны кораллов атолла Энветок, где был произведен взрыв. Используя фосфат висмута как общий носитель всех трехвалентных актинидных ионов и проведя катионообменное разделение этих ионов с вымыванием лимоннокислым аммонием, они выделили в декабре 1952 г. изотоп 99²⁵³, а в январе 1953 — изотоп 100²⁵⁵. Выход различных продуктов взрывов «Майк» (ноябрь 1952 г.) и «Анакостиа» (ноябрь 1962 г.) в зависимости от их массового числа показан на рис. 49. Новооткрытые элементы были названы: 99 — эйнштейний (Es) в честь Альберта Эйнштейна и 100 — фермий (Fm) в честь Энрико Ферми*.

Известные сейчас изотопы эйнштейния и фермия перечислены в табл. 18 и 19. Наиболее легкие из изотопов получаются, как уже говорилось, в ядерных реакциях под действием многозарядных ионов. В качестве ускорителей таких ионов используются как линейные ускорители, так и циклотроны. В Беркли с 1957 г. работает крупнейший из применяемых в работах с новыми элементами линейный ускоритель тяжелых ионов NILAC, позволяющий получать ионы углерода, азота, кислорода и более тяжелых элементов, вплоть до аргона с энергией около 10 Мэв на нуклон, т. е. до 120 Мэв для углерода и до 400 Мэв для аргона. Ток ускоряемых ионов достигает нескольких микроампер.

Лучший из существующих ныне циклотронов много-

* A. Ghiorso et al. Phys. Rev., 99, 1048 (1955).

зарядных ионов работает в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в Дубне (СССР). Внутри камеры этого циклотрона получены токи O^{3+} до 200 мка, Ne^{4+} до 100 мка, Ar^{8+} до 2 мка при энергии 7,5 Мэв/нуклон.

Ясно, что ускорение тяжелых ионов открывает дополнительные возможности для получения новых трансплутониевых элементов. Ведь максимальный заряд ядра, об-

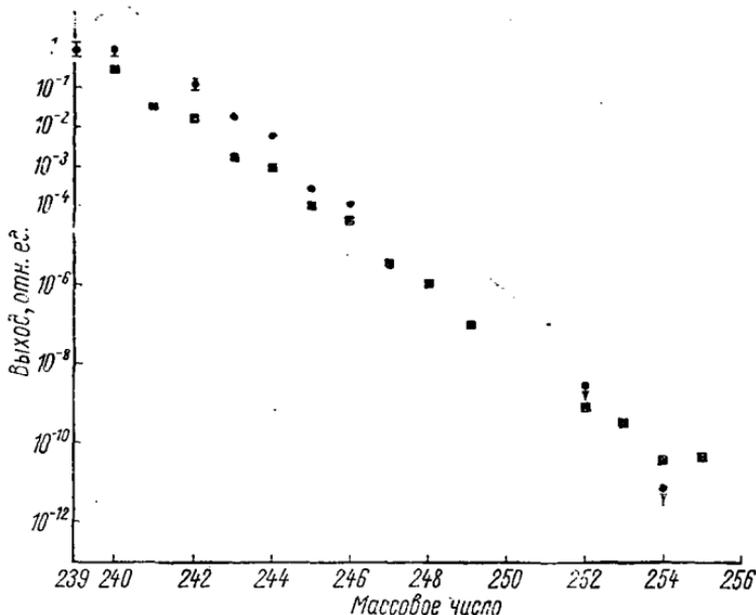


Рис. 49. Зависимость выхода продуктов ядерных взрывов «Майк» (■) и «Анакостина» (●) от массового числа. За единицу принят выход Pu^{239} .

разующегося в реакции между ядрами Z_1 и Z_2 , равен сумме $Z_1 + Z_2$; поэтому, бомбардируя, скажем, калифорний α -частицами, можно получить лишь эйнштейний и фермий, тогда как, используя в качестве снарядов ионы углерода, можно получить все элементы, вплоть до 104. Следует, однако, иметь в виду, что для обеспечения наибольшего сечения ядерной реакции, приводящей к образованию элемента номер $Z_1 + Z_2$, лучше брать как можно более тяжелый элемент в качестве мишени и как можно

Т а о л и ц а 18

Изоотопы эйнштейния

Мас- совое число	Тип радиоактив- ного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, <i>Мэв</i>	
			α (β)	γ
245	α	1,2 мин	7,7	—
246	э. з.; α	7,3 "	7,35	—
248	э. з.; α (0,25%)	25 "	6,87	—
249	э. з.; α (0,13%)	2 ч	6,76	—
250	э. з.	8 "	—	—
251	э. з.; α (0,53%)	1,5 дня	6,48	—
252	α	~140 дней	6,64	—
253	α	20,03 дня	6,633 (90%)	0,042—0,439
(7/2+)		(с. д. $7 \cdot 10^5$ лет)	6,624—6,158	
254	α	480 дней (с. д. $1,5 \cdot 10^5$ лет)	6,430	0,062
254 ^m	β^- ; э. з. (0,1%)	38,5 ч	1,04	0,529—0,680
255	β^-	24 дня	—	—
256	β^-	<1 ч	—	—

Т а б л и ц а 19

Изоотопы фермия

Массовое число	Тип радио- активного распада	Период полураспада	Энергия испускаемых частиц, <i>Мэв</i>	
			α (β)	γ
248	α	0,6 мин	7,8	
249	α	150 сек	7,9	
250	α	30 мин	7,43	
251	э. з.; α (~1%)	7 ч	6,89	
252	α	22,7 "	7,04	
		(с. д. 140 лет)		
253	э. з.; α (10%)	4,5 дня	6,94	
254	α	3,24 ч (с. д. 246 дней)	7,20 (~83%) 7,16 (17%)	0,042 0,098
			7,06 (0,4%)	
255	α	22 ч (с. д. $1,0 \cdot 10^4$ лет)	7,12—6,90	
256	с. д.	160 мин		
257 (или 258)	с. д.	11 дней		

более легкий снаряд. Так, например, были изучены три варианта получения изотопа Fm^{250} :

$$\text{Pu}^{241}(\text{C}^{13}, 4n)\text{Fm}^{250} \sigma_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2,$$

$$\text{U}^{238}(\text{O}^{16}, 4n)\text{Fm}^{250} \sigma_{\text{макс}} = 10^{-30} \text{ см}^2,$$

$$\text{Th}^{232}(\text{Ne}^{22}, 4n)\text{Fm}^{250} \sigma_{\text{макс}} = 2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2.$$

Максимальное сечение образования этого изотопа уменьшается более чем в 20 раз при переходе от плутониевой мишени к ториевой. Чтобы понять причину такого уменьшения, сравним пороговые значения энергии бомбардирующих многозарядных ионов с энергией, которую они должны иметь для преодоления кулоновского потенциального барьера:

	$E_{\text{порог}}, \text{ Мэв}$	$E_{\text{кулон}}, \text{ Мэв}$
$\text{Pu}^{241}(\text{C}^{13}, 4n)\text{Fm}^{250}$	53	70
$\text{U}^{238}(\text{O}^{16}, 4n)\text{Fm}^{250}$	68	90
$\text{Th}^{232}(\text{Ne}^{22}, 4n)\text{Fm}^{250}$	84	110

Очевидно, что для преодоления кулоновского барьера надо обеспечить тем больший избыток энергии над порогом (ион, $4n$) реакции, чем тяжелее бомбардирующий ион. Между тем наличие такого избытка энергии повышает вероятность конкурирующих реакций с вылетом заряженных частиц, а также вероятность деления промежуточного ядра и, следовательно, понижает сечение реакции, приводящей к образованию элемента номер $Z_1 + Z_2$. Другой причиной, способствующей повышению вероятности деления промежуточного ядра при увеличении массы бомбардирующего иона, является возрастание вклада состояний с большими моментами количества движения.

Таким образом, важным фактором успешного получения новых элементов путем бомбардировки различных мишеней многозарядными ионами является накопление достаточных количеств предшествующих трансплутониевых элементов для приготовления как можно более тяжелых мишеней. Ряд изотопов эйнштейния и фермия с промежуточными массовыми числами был получен при бомбардировке α -частицами Bk^{249} и смеси изотопов калифорния ($A=249-252$) в результате реакций (α, xn) с испусканием нескольких нейтронов, $x=1-4$. Наконец, наиболее тяжелые изотопы Es и Fm, в том числе наибо-

лее долгоживущие изотопы Es^{253} и Es^{254} , могут накапливаться в ядерных реакторах. Изотоп Es^{253} был уже получен в весомах количествах — 10^{-8} г, однако живет еще слишком мало для того, чтобы можно было сколько-нибудь подробно изучить химические свойства эйнштейния. Судя по данным ионообменного разделения, эйнштейний и фермий обладают характерными свойствами трехвалентных актинидов.

Элемент 101 — менделевий

В начале 1955 г. Гиорсо, Харви, Чоппин, Томпсон и Сиборг* получили трансурановый элемент 101, названный ими менделевием (Md) в честь Дмитрия Ивановича Менделеева. Это название, по словам его авторов, явилось знаком признательности великому русскому химику, периодическая система которого в течение почти столетия служила ключом к открытию элементов.

Получение менделевия — это выдающийся успех ядерной физики и радиохимии. Путь получения этого элемента прекрасно характеризует вершины экспериментального мастерства, достигнутые в синтезе новых элементов.

Исходной мишенью в опытах по получению менделевия служило около миллиарда атомов изотопа Es^{253} , нанесенных электролитическим путем на тонкую золотую фольгу. Фольга бомбардировалась на циклотроне в Беркли α -частицами с энергией 41 Мэв, причем была достигнута очень высокая плотность пучка α -частиц — $6 \cdot 10^{13}$ частиц в секунду на площадь $0,05 \text{ см}^2$ (т. е. 200 мка/см^2). Бомбардируемая мишень охлаждалась водой и жидким гелием. Образующиеся в реакции $\text{Es}^{253}(\alpha, n)\text{Md}^{256}$ атомы менделевия испытывали отдачу и выбрасывались с бомбардируемой фольги на соседнюю тонкую золотую фольгу. Таким образом, применялась одна из разновидностей метода атомов отдачи, о котором уже было сказано выше.

После облучения фольга, на которой собирались атомы менделевия, а также эйнштейния и фермий (за счет побочных реакций), растворялась, и из раствора удалялись примеси различных неактинидов. Затем на катионо-

* A. Ghiorso et al. Phys. Rev., 98, 1518 (1955).

обменной колонне, обрабатываемой органическими солями аммония, разделялись фракции элементов 99, 100 и 101. По последовательности вымывания этих элементов была установлена химическая природа менделевия.

Оставалось установить его физические (радиоактивные) свойства. Авторы излагаемой работы ожидали получения изотопа 101^{255} в реакции $Es^{253}(\alpha, 2n) 101^{255}$, а для изотопа 101^{255} можно было предсказать α -активность с периодом полураспада около 5 мин и соответствующей этому периоду энергией α -частиц. Такой α -активности обнаружить не удалось, но зато во фракции элемента 101 наблюдалось несколько случаев спонтанного деления, происходившего с очень малым периодом полураспада — менее 3 ч. Спонтанное деление было обнаружено и во фракции, содержащей фермий. Тогда было высказано предположение, что при бомбардировке α -частицами изотопа Es^{253} образуется изотоп Md^{256} , который путем электронного захвата превращается в Fm^{256} , а этот последний изотоп распадается посредством спонтанного деления. Это предположение было проверено на опыте: в ядерном реакторе синтезировали изотоп Fm^{256} и доказали, что он испытывает спонтанное деление с периодом полураспада около 160 мин. Таким образом, было твердо установлено, что именно изотоп Fm^{256} является дочерним продуктом распада полученного на циклотроне изотопа менделевия.

Химические и радиоактивные свойства Md^{256} удалось установить, несмотря на то что в распоряжении исследователей было всего 17 атомов этого изотопа — количество, которое нельзя ни увидеть, ни взвесить, ни даже вообразить. Вероятно, ни одна форма вещества за все миллиарды лет существования нашей планеты не встречалась в столь малых количествах. Открытие менделевия явилось, таким образом, не только памятником создателю периодической системы, но и триумфом человеческого разума.

Схема эксперимента по обнаружению менделевия изображена на рис. 50. В дальнейших экспериментах было накоплено несколько сотен атомов Md^{256} , что позволило уточнить период его полураспада (сперва определенный как полчаса). Кроме того, при бомбардировке того же изотопа эйнштейния, что и в первых опытах, за счет реакции $Es^{253}(\alpha, 2n) Md^{255}$ был получен еще один изотоп

менделевия (табл. 20). Можно надеяться, что в ходе накопления разных изотопов трансплутониевых элементов

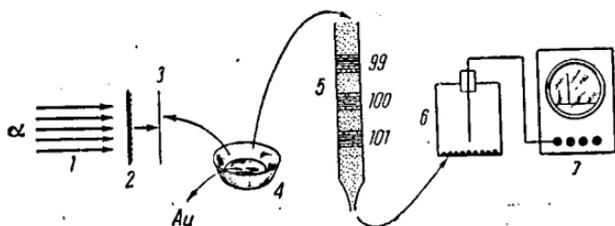


Рис. 50. Схема эксперимента, приведшего к открытию элемента 101: 1 — пучок α -частиц; 2 — мишень со слоем Es^{253} с тыльной стороны; 3 — золотая фольга — приемник ядер отдачи; 4 — аппарат для отделения актинидов от золота; 5 — ионообменная колонна для разделения актинидов и идентификации нового элемента; 6 — камера; 7 — электронная аппаратура для регистрации спонтанного деления продукта распада Md^{256} — ядер Fm^{256} .

на ядерных реакторах будут получены в значительном количестве тяжелые изотопы менделевия Md^{259} и Md^{260} .

Таблица 20

Изотопы менделевия, элемента 102 и лоуренсия

Изотоп	Тип радиоактивного распада	Период полураспада	Энергия α -частиц, Мэв
Md^{255}	э. з.; α	~30 мин	7,34
Md^{256}	э. з.;	1,5 ч	—
102^{251} (253)	α	10 мин	8,5
102^{253}	α	2—40 сек	$8,9 \pm 0,4$
102^{254}	α	3 „	8,3
102^{255}	α	15 „	8,2
102^{256}	α	8 „ (с. д. >50 мин)	8,3
Lw^{257}	α	8 сек	8,6

Элемент 102

Этот элемент, не имеющий пока общепризнанного названия, и следующий за ним элемент 103 были получены пока только одним способом — бомбардировкой различных мишеней ускоренными многозарядными ионами.

История получения элемента 102 началась с опытов по бомбардировке изотопа кюрия Cm^{244} ионами углерода C^{13} , осуществленных на циклотроне Нобелевского института в Стокгольме шведско-англо-американской группой ученых. В июле 1957 г. эта группа объявила о получении изотопа 102^{251} (или 102^{253}) в ядерной реакции $\text{Cm}^{244}(\text{C}^{13}, 6 \text{ или } 4n) 102^{251(253)}$. Было сообщено, что этот изотоп испускает α -частицы с энергией около 8,5 Мэв и обладает периодом полураспада примерно 10 мин. Новому элементу было дано название нобелий (No) в честь Альфреда Нобеля.

Но история открытия элемента 102 не завершилась летом 1957 г. Характер дальнейших работ по синтезу элемента 102 был обусловлен возникшей необходимостью установить новые критерии, подтверждающие и доказывающие природу синтезируемых элементов, новые пути эксперимента, определяемые все меньшей и меньшей продолжительностью жизни синтезируемых изотопов.

Идентификация всех новооткрываемых заурановых элементов (вплоть до менделевия) основывалась на химическом способе их выделения в ионообменных колоннах.

При всей «экспрессности» ионного обмена по сравнению с классическими химическими процедурами не приходится, однако, надеяться на его применимость к изотопам, время жизни которых исчисляется секундами или долями секунды.

Между тем из систематики всей совокупности данных о времени жизни и способах распада изотопов заурановых элементов можно было заключить, что по мере роста атомного номера неустойчивость получаемых в реакциях тяжелых ионов легких изотопов этих элементов к α -распаду и спонтанному делению нарастает, так что граница применимости химических методов идентификации уже близка и нужно искать новые пути.

Существенные элементы новизны появились уже в работе по синтезу менделевия. Для того чтобы отделить

считанные атомы Md^{256} от сотен миллионов атомов облучаемой мишени — эйнштейния, авторы применили метод ядер отдачи. Бомбардирующие эйнштейний α -частицы при удачном попадании, необходимом для их поглощения и образования менделевия, передают ядрам мишени большой импульс и выбивают их из мишени в специальный приемник, например на золотую фольгу. Отношение числа атомов образующегося при бомбардировке элемента к числу атомов мишени в приемнике оказывается гораздо больше, чем в самой мишени, и это сильно облегчает дальнейшие процедуры химического разделения.

Собирание в специальном приемнике продукта бомбардировки кюрия ионами углерода и ионообменное разделение элементов использовались и в опытах по синтезу элемента 102 на стокгольмском циклотроне. Однако метод атомов отдачи играл в этих опытах, как и в опытах по получению менделевия, вспомогательную роль, и решающий вывод о том, что открыт элемент 102, был сделан участниками стокгольмской международной группы на основании положения фракции, испускающей α -частицы с энергией 8,5 Мэв при вымывании этой фракции из ионообменной колонны.

В сообщении об открытии элемента 102 было немало неясностей, отмеченных и самими участниками стокгольмской группы в их первой научной публикации. Прежде всего бросалось в глаза определенное противоречие между значениями периода полураспада (10 мин) и энергии α -частиц (8,5 Мэв). Между этими двумя величинами существует, как известно, определенная связь, причем согласно систематике α -распада тяжелых ядер энергии α -частиц в 8,5 Мэв для элемента 102 должен был бы отвечать период полураспада около 10 сек. В какой-то мере настораживающей казалась и плохая воспроизводимость опытов: из шести использованных кюриевых мишеней лишь в трех облучение привело к возникновению приписываемой элементу 102 α -активности; к тому же и для этих трех мишеней положительные результаты наблюдались только первые две недели после их изготовления и то лишь в половине случаев.

Противоречие между временем жизни и энергией α -частиц могло, правда, объясниться тем, что α -активность обусловлена не самим элементом 102, а его корот-

копериодным дочерним продуктом, образующимся при распаде исходного изотопа путем K -захвата. Невоспроизводимость же опытных данных истолковывалась как следствие возможных загрязнений мишени при ее изготовлении или в ходе облучения.

Новый свет на вопрос о свойствах различных изотопов элемента 102 могли пролить лишь новые исследования. Эти исследования были выполнены в СССР и в США, причем они не только привели к интересным результатам, но и заложили основы новой методики идентификации изотопов, идущей на смену ионообменным методам при изучении таких изотопов, время жизни которых не превышает секунд или долей секунды.

Работы советских ученых по синтезу элемента 102 были начаты на 150-сантиметровом циклотроне Института атомной энергии АН СССР осенью 1957 г. Под руководством Г. Н. Флерова работал большой коллектив физиков и химиков: С. М. Поликанов, А. С. Карамян, А. С. Пасюк, Д. М. Парфанович, Н. И. Тарантин, В. А. Карнаухов, В. А. Друин, В. В. Волков, А. М. Семчинова, Ю. Ц. Оганесян, В. И. Хализев и Г. И. Хлебников.

Для получения нового элемента советские ученые бомбардировали изотопы плутония Pu^{239} и Pu^{241} ионами кислорода с энергией около 100 Мэв. Исходя из изложенных выше соображений, легко понять, что сечения образования изотопов элемента 102 в реакциях $Pu(O; xn)$ должны быть заметно меньше, чем при бомбардировке кюрия ионами углерода. Таким образом, перед советскими учеными стояла весьма трудная экспериментальная задача. Поскольку время жизни ожидавшихся изотопов элемента 102 могло исчисляться всего секундами, был применен новый метод, представляющий дальнейшее развитие метода отдачи и позволяющий установить также энергию α -частиц, испускаемых образующимися изотопами.

Схема опытов московской группы показана на рис. 51. Пучок ионов кислорода (поток которых регистрировался с помощью коллектора ионов и интегратора тока) падал на слой плутония толщиной в несколько сотен микрограммов на квадратный сантиметр, нанесенный на полуторамикронную никелевую подложку. Поглотившие кислород ядра мишени приобретали большой импульс, вы-

бывались из мишени сквозь напыленный защитный медный слой и попадали на специальный тонкий алюминиевый сборник (Al). Время от времени сборник за 2—3 сек перемещался на расстояние 2 м к толстослойной фотопластинке Ф, регистрировавшей α -частицы, испускаемые попавшими в сборник ядрами. В спектре α -частиц наряду с группами, обусловленными ранее известными изото-

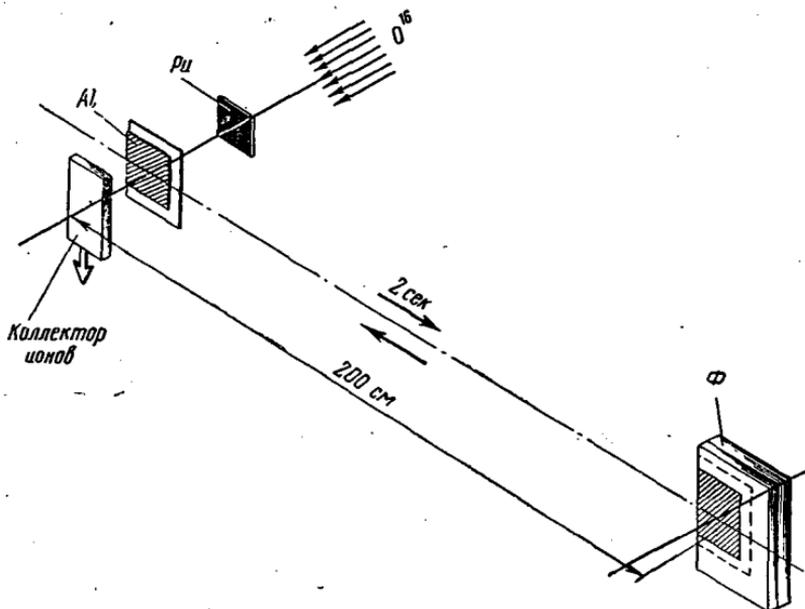


Рис. 51. Схема экспериментов московской группы ученых по получению элемента 102.

пами фермия и калифорния, была отмечена группа с энергией $8,8 \pm 0,5$ Мэв. До конца августа 1958 г. было отмечено 87 актов испускания таких частиц.

Как следует из систематики α -распада тяжелых ядер, в описываемых опытах из всех заурановых элементов только изотопы элемента 102 могли испускать α -частицы с энергией 8,8 Мэв. Среди более близких к плутонию элементов α -частицы такой энергии могли бы испускаться лишь самыми легкими изотопами, образование которых кислородными ионами с энергией 100 Мэв невозможно.

Найденная в опытах на циклотроне ИАЭ АН СССР энергия испускаемых ядрами элемента 102 α -частиц оказалась в согласии с публикацией стокгольмской группы. Но это еще не подтверждало стокгольмских данных, где энергия α -частиц не соответствовала периоду полураспада.

Опыты московской группы, в которых менялись время выдержки и скорость перемещения сборника ядер отдачи к фотопластинке, показали, что период полураспада новооткрытого изотопа меньше 40 и больше 2 сек.

В дальнейшем уточнялся вопрос о том, не обусловлены ли отмеченные в опытах α -частицы большой энергии какими-то фоновыми загрязнениями. Такие составляющие фона, как космические лучи, следы ThC' , вклад реакций ($n\alpha$) в выход α -частиц, не зависят от скорости перемещения приемника от пучка к фотопластинке, и потому, меняя эту скорость, удалось легко показать, что эти источники фона пренебрежимы. Значительно большая опасность могла таиться в ничтожных примесях висмута, свинца, таллия и ртути в облучаемой плутониевой мишени, поскольку при бомбардировке этих элементов ионами кислорода возникают неизвестные изотопы, испускающие α -частицы с энергией 8—9 Мэв.

В апреле — августе 1958 г. подробно исследовался вопрос о возможной роли этих примесей. Был разработан чувствительный способ активационного анализа, позволявший регистрировать стомиллионные доли грамма примесей перечисленных элементов. В результате было показано, что наблюдавшаяся α -активность не может быть объяснена только примесями, и был подтвержден вывод, сделанный еще в конце 1957 г., о том, что при бомбардировке плутония ионами кислорода с энергией 100 Мэв образуется α -активный изотоп элемента 102 с энергией α -частиц $8,9 \pm 0,4$ Мэв. Сопоставление выхода этого изотопа при бомбардировке Pu^{241} ионами кислорода с энергией 85, 93 и 98 Мэв позволило заключить, что реакция $\text{Pu}^{241}(\text{O}^{16}, n)$ сопровождалась испусканием трех-четырех нейтронов, т. е. образованием изотопа 102^{254} или 102^{253} .

Работы по синтезу элемента 102 начали проводиться и на линейном ускорителе тяжелых ионов, пущенном в 1957 г. в Беркли в Радиационной лаборатории Калифорнийского университета. В работах калифорнийской груп-

ны прежде всего были предприняты попытки воспроизвести результаты опытов стокгольмской группы. Однако, несмотря на большое число тщательно выполненных экспериментов, проводившихся с использованием различных методов, подтвердить стокгольмские результаты не удалось. В дальнейшем калифорнийская группа перешла к радикально новой методике, которая позволила Гиорсо, Сиккеланду, Уолтону и Сиборгу* в апреле 1958 г. идентифицировать изотоп 102^{254} , образовавшийся при бомбардировке кюрия Cm^{246} ионами C^{12} .

Новая методика, разработанная в Беркли, представляет собой дальнейшее остроумное развитие метода ядерной отдачи. Основная идея, лежащая в основе идентификации изотопа 102^{254} , состояла в том, чтобы непрерывно улавливать атомы возникающего при α -распаде нового элемента дочернего изотопа Fm^{250} , для которого ранее были установлены и период полураспада (30 мин), и энергия испускаемых α -частиц (7, 43 Мэв). Метод ядерной отдачи использовался калифорнийской группой на двух этапах. Вначале при бомбардировке кюриевой мишени, содержащей 5% изотопа Cm^{246} (и 95% изотопа Cm^{244}), ионами углерода с энергией 60—100 Мэв образующиеся атомы элемента 102 вылетали из мишени за счет отдачи, тормозились в атмосфере гелия и притягивались отрицательно заряженной металлической конвейерной лентой (КЛ), двигавшейся непосредственно под мишенью (рис. 52).

В дальнейшем атомы нового элемента уже во время перемещения на конвейерной ленте испытывали α -распад. Образующиеся при α -распаде дочерние атомы фермия вновь получали энергию отдачи, причем около половины этих атомов вылетало с конвейерной ленты и притягивалось расположенным над лентой фольгой-приемником (ФП), отрицательно заряженным по отношению к ленте. В результате в приемнике, не подверженном прямому действию бомбардирующих ионов углерода, в каждом опыте появлялось до сорока атомов изотопа, идентифицированного с помощью обычных ионообменных методов как Fm^{250} . Для определения периода полураспада материнского изотопа 102^{254} фольга-приемник разрезалась на пять частей в направлении, поперечном пе-

* A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Letters, 1, 18 (1958).

ремещению ленты, и активности всех пяти частей одновременно регистрировались на амплитудных α -анализаторах. Зная время перемещения конвейерной ленты на расстояние от начала до конца приемника и сравнивая активности разных участков фольги-приемника, удалось установить, что период полураспада 102^{254} близок к 3 сек.

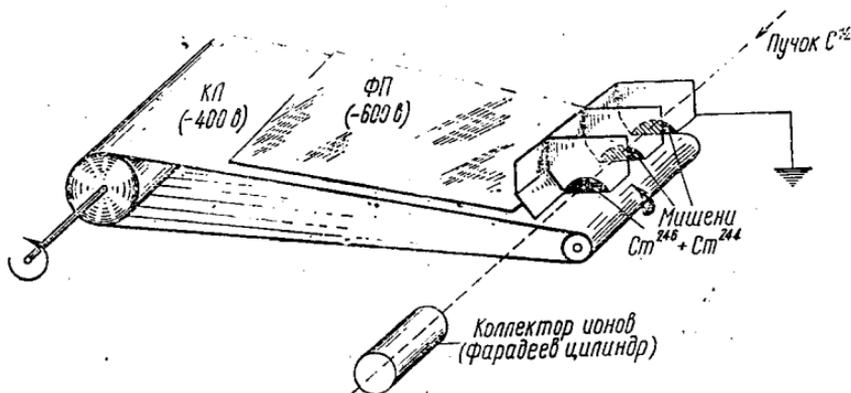


Рис. 52. Схема экспериментов калифорнийской группы ученых по получению элемента 102.

Сечение ядерной реакции образования этого изотопа $St^{246}(C^{12}, 4n)102^{254}$ при энергии углеродных ионов 60—100 Мэв исчисляется микробарнами (10^{-30} см^2), причем проходит через острый максимум при энергии 70—75 Мэв, соответствующей по расчету наибольшей вероятности испускания именно четырех нейтронов.

В последующих экспериментах атомы 102^{254} быстро переносились к ионизационной камере для измерения энергии испускаемых ими α -частиц, которая оказалась равной $\sim 8,3$ Мэв. Наблюдалось и спонтанное деление ядер этого изотопа с вероятностью, примерно равной вероятности α -распада. Таким образом, получение изотопа 102^{254} нашло дополнительное подтверждение. Еще один изотоп элемента 102 ($102^{255?}$), видимо, был обнаружен в опытах по получению элемента 103.

Наиболее тяжелый из известных изотопов элемента 102 (см. табл. 20) был получен в 1963 г. на циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне (СССР). Этот изотоп удалось получить в реакции $U^{238}(Ne^{22}, 4n)$

102^{256} , причем урановую мишень бомбардировали внутри камеры циклотрона; ядра 102^{256} собирались на поверхности вращающегося барабана. При α -распаде этих ядер с барабана слетали дочерние ядра Fr^{252} , которые собирались и идентифицировались. Таким образом, примененная методика была близка к использованной в опытах по обнаружению изотопа 102^{254} . Изменение скорости вращения барабана позволило определить период полураспада 102^{256} , близкий к 8 сек. Наблюдалось и спонтанное деление ядер нового изотопа с вероятностью около $2,5 \cdot 10^{-3}$ от вероятности α -распада. Несмотря на крайне малое сечение реакции образования нового изотопа ($\sigma_{\text{макс}} = 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ при энергии ионов неона 118 Мэв), в Дубне наблюдалось несколько сотен таких случаев.

Вопрос о названии элемента 102 остается пока открытым — ясно лишь, что название «нобелий» не имеет права на существование и будет заменено.

Элемент 103 — лоуренсий

Одиннадцатый заурановый элемент, который должен оказаться последним в ряду актинидов, — элемент 103 — был получен на линейном ускорителе тяжелых ионов в Беркли весной 1961 г. Авторы работы по получению этого элемента Гиорсо, Сижкеланд, Ларш и Латимер* назвали его лоуренсием (Lw) в память об изобретателе циклотрона и основателе Радиационной лаборатории в Беркли Лоуренсе.

Лоуренсий был получен при бомбардировке мишени из калифорния ускоренными ионами бора B^{10} или B^{11} . Мишень весила 3 мг, ее изотопный состав: $\text{Cf}^{249} \sim 3,5$; $\text{Cf}^{250} \sim 33$; $\text{Cf}^{251} \sim 12,5$ и $\text{Cf}^{252} \sim 51\%$. Калифорний был нанесен на никелевую фольгу толщиной в 1,5 мк со стороны, противоположной попаданию пучка. Мишень тщательно чистили от легкоплавких примесей свинца и висмута, прогревая ее электронным пучком в вакууме (напомним, что особая опасность этих примесей, при бомбардировке которых тоже образуются короткопериодные α -активные изотопы, выявилась еще в первых опытах советских ученых по получению элемента 102). Ток ионов был выбран сравнительно небольшой — всего 0,5 мка —

* A. Ghiorso et al. Phys. Rev. Letters, 6, 473 (1961).

во избежание плавления мишени. Ядра отдачи выбивались в объем, заполненный гелием, и переносились вместе с током газа к медной конвейерной ленте. Эта лента перемещала ядра вплотную к покрытым тонким слоем золота кремниевым полупроводниковым *pn*-детекторам, с помощью которых определялась энергия α -частиц, излучаемых продуктами бомбардировки калифорния. Период полураспада фиксировался по спаду α -активности со временем.

Среди многих α -активных изотопов, возникавших при такой бомбардировке ионами бора, был обнаружен изотоп с периодом полураспада 8 ± 2 сек, ядра которого испускали α -частицы с энергией 8,6 Мэв. Исследование функции возбуждения образования этого изотопа, т. е. зависимости сечений его образования от энергии ионов B^{10} или B^{11} , показало, что в первом случае максимум выхода наблюдается при энергии, отвечающей вылету пяти, а во втором случае — шести нейтронов. Поскольку в мишени преобладал изотоп Cf^{252} , можно было предположить, что происходили ядерные реакции $Cf^{252}(B^{10}, 5n)$ или $Cf^{252}(B^{11}, 6n)$ с образованием изотопа Lw^{257} .

Был выполнен ряд проверочных опытов. Бомбардировка свинца, висмута, Pu^{240} и Am^{241} ионами бора не привела к образованию активности с энергией α -частиц 8,6 Мэв и периодом полураспада 8 сек. Надо было проверить, не вылетают ли при бомбардировке калифорния ионами бора наряду с нейтронами также протоны или α -частицы. В этом случае вместо изотопов элемента 103 образовывались бы элемент 102 или менделевий. Для сравнения были проведены опыты по бомбардировке Pu^{240} и калифорния ионами углерода. Опыты с Pu^{240} показали, что сечения реакций тяжелых ионов с вылетом α -частиц типа (C^{12}, α, xn) существенно больше, а реакций типа (C^{12}, p, xn) с вылетом протонов меньше, чем сечение, наблюдавшееся при образовании изотопа, принятого за Lw^{257} .

Важным оказался эксперимент по облучению калифорния ионами углерода. Выход восьмисекундной α -активности не возрос, как было бы, если эта активность образовывалась в (B, p, xn) - и соответственно (C^{12}, α, xn) -реакциях, а наоборот, вдвое уменьшился. Таким образом, была отброшена возможность приписать эту активность изотопам элемента 102. Наконец, в результате

опытов по бомбардировке Am^{243} ионами C^{12} выяснилось, что нельзя объяснить исследуемую активность α -распадом каких-либо изотопов менделевия с массовыми числами менее 255.

В итоге такого перекрестного испытания приобрел достаточную убедительность вывод о получении в описанных опытах первого из изотопов элемента 103 — лоуренсия, видимо Lw^{257} . Среди продуктов бомбардировки калифорния ионами бора наблюдалась еще α -активность с периодом полураспада около 15 сек и энергией α -частиц около 8,2 Мэв. Выход этой активности при переходе к бомбардировке ионами углерода возрос почти в 20 раз. Естественно было предположить, что эта активность возникла в реакциях типа (B, p, xn) и $(\text{C}^{12}, \alpha, yn)$ и принадлежит какому-то изотопу элемента 102, видимо 102^{255} .

В настоящее время в Радиационной лаборатории в Беркли начаты эксперименты по поискам элемента 104 как продукта бомбардировки калифорния ионами углерода. В дальнейшем предполагается бомбардировать калифорний ионами азота в поисках элемента 105. В этих опытах используется гораздо большее количество калифорния, исчисляющееся многими десятками микрограммов, а также применяются новые методические разработки. Особенно интересными должны быть исследования химических свойств новых элементов, поскольку лоуренсием завершается группа актинидов, так что элемент 104 должен оказаться аналогом гафния, а элемент 105 — аналогом тантала. Синтез этих элементов и изучение их химических свойств прольют свет на строение седьмого периода системы Д. И. Менделеева.

Место заурановых элементов в периодической системе Д. И. Менделеева

Строение седьмого периода системы Д. И. Менделеева оживленно обсуждалось многими учеными задолго до открытия заурановых элементов. При этом большинство склонялось к выводу, что седьмой период должен быть построен подобно шестому периоду и содержать 32 элемента.

Вернемся к шестому периоду. Структура электронных оболочек последнего элемента пятого периода систе-

мы Менделеева — ксенона ($Z=54$) — имеет, как мы уже говорили, вид $1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^6 d^{10} 4s^2 p^6 d^{10} 5s^2 p^6$. Таким образом, в атомах этого элемента первые три электронные оболочки целиком заполнены, а в четвертой оболочке имеется 14 свободных мест для f -электронов.

Шестой период начинается заполнением двух мест для s -электронов в шестой оболочке, так что строение наружных оболочек атомов элемента 56 (бария) имеет вид $4s^2 p^6 d^{10} 5s^2 p^6 6s^2$. Очевидно, что при дальнейшем увеличении числа электронов в атомах элементов, следующих за барием, может идти заполнение оболочек или $4f$ -, или $5d$ -, или, наконец, $6p$ -электронами. Уже в четвертом и пятом периодах системы Менделеева, содержащих по 18 элементов, заполнение d -мест второй снаружи оболочки происходило раньше заполнения p -мест наружной оболочки. Так, и в шестом периоде заполнение $6p$ -мест начинается только с элемента 81 — таллия. В атомах же 24 элементов, расположенных между барием и таллием, идет заполнение четвертой оболочки f -электронами и пятой оболочки d -электронами.

Чем определяется последовательность наслоения $4f$ - и $5d$ -электронов в этих атомах? Раньше заполняются такие уровни, которые соответствуют более прочной связи электронов в атоме. Но рассчитать эту прочность связи очень трудно, ибо помимо электрических сил притяжения между отрицательными электронами и положительным ядром надо еще учесть электрические силы отталкивания между одноименно заряженными электронами. Подобный расчет выполняется лишь приближенно даже для атома с двумя электронами (тем меньше его точность для многоэлектронных атомов).

Опыт показал, что заполнение $4f$ -оболочки в шестом периоде начинается сразу после лантана и продолжается до лютеция. В результате 14 редкоземельных элементов, атомы которых различаются лишь строением третьей снаружи электронной оболочки, весьма близки по химическим свойствам и все похожи на лантан. Отсюда и возникло название для этих 14 элементов — лантаниды. Лишь после лантанидов, начиная с гафния, происходит наслоение $5d$ -электронов.

Предположение о том, что седьмой период системы Менделеева построен подобно шестому, сводилось, следовательно, к тому, что и в седьмом периоде должна су-

ществовать группа из 14 элементов, в атомах которых будет происходить заполнение $5f$ -оболочки. Однако предсказать заранее, с какого именно элемента начнется заполнение f -мест пятой оболочки, было трудно, так как для этого надо было точно рассчитать, в каких атомах прочнее связаны $5f$ -, а в каких $6d$ -электроны. Разные авторы пришли к выводу, что наложение $5f$ -электронов должно начаться с какого-то из элементов 90—96. Решить окончательно вопрос о строении седьмого периода системы Менделеева мог только опыт. Пока заурановые элементы не были синтезированы, определенных выводов из опытов нельзя было сделать. Хотя основными валентностями тория, протактиния и урана являются валентности 4, 5 и 6, делать вывод о том, что эти элементы — аналоги гафния, тантала и вольфрама, было бы преждевременным.

Так, например, соединения трехвалентного урана коренным образом отличали уран от вольфрама и оказались схожими с соединениями лантанидов. В четырехвалентном состоянии уран весьма схож с торием, и оба они схожи с четырехвалентным церием. Соединения трех- и четырехвалентного урана в отличие от таких соединений молибдена и вольфрама не имели кислотного характера, не давали прочных комплексных ионов, например с циановой группой типа $W(CN)_8$. Двоокись урана UO_2 оказалась иного кристаллического строения, чем MoO_2 и WO_2 , причем это строение двоокиси урана подобно строению ThO_2 . Было отмечено также, что в природе минералы, содержащие уран и торий, и минералы, содержащие редкоземельные элементы, почти всегда сопутствуют друг другу, в то время как сочетание вольфрама и урана, гафния и тория встречается довольно редко.

Таким образом, было отмечено много фактов, говорящих о сходстве урана и тория между собою, а также с редкоземельными элементами. Эти факты свидетельствовали в пользу того, что группа из 14 схожих элементов идет в седьмом периоде вслед за актинием, начиная с тория. Но и такой вывод нельзя было сделать до открытия заурановых элементов.

Только исследование свойств этих элементов позволило наконец заключить, что группа элементов, аналогичных лантанидам, начинается в седьмом периоде системы Менделеева с актиния и должна закончиться ло-

уренсием. Поэтому элементы от тория и дальше получили название актинидов.

Основное отличие актинидов от лантанидов состоит в том, что среди первых актинидов (до америция) прочность связи $5f$ - и $6d$ -электронов различается меньше, чем для $4f$ - и $5d$ -электронов у первых лантанидов, и подчас даже выше для $6d$ -электронов. Вследствие этого у первых актинидов преобладает переменная валентность; лишь начиная с америция, наиболее устойчивым состоянием является трехвалентное.

Доказательства такого электронного строения актинидов заключается в следующих пяти пунктах.

1. *Химические свойства актинидов.* Если бы уран и заурановые элементы были аналогами не редкоземельных элементов, а вольфрама, рения, осмия и т. д., то по мере перехода к более тяжелым элементам устойчивость высших валентностей возрастала бы. На самом деле, наоборот, от урана к америцию возрастают трудности перехода от низших валентностей к высшим.

Количественной характеристикой таких переходов могут служить измеренные в стандартных условиях окислительно-восстановительные потенциалы (в вольтах) пар трех- и четырехвалентных, четырех- и шестивалентных соединений элементов 92—95:

	Уран	Нептуний	Плутоний	Америций
III—IV	+0,63	-0,155	-0,98	-2,44
IV—VI	-0,32	-0,94	-1,04	

Положительный окислительно-восстановительный потенциал отвечает переходу в более устойчивое состояние, отрицательный — переходу в менее устойчивое состояние. Устойчивость трехвалентного состояния быстро возрастает от урана к америцию. Для растворов солей юрия вообще неизвестно никаких других состояний, кроме трехвалентного. Этот факт особенно важен для определения структуры седьмого периода системы Менделеева. Изучение лантанидов и расчеты показывают, что особой прочностью при заполнении f -мест в четвертой оболочке обладают структуры с четырнадцатью f -электронами (целиком заполненная f -группа) и с семью f -электронами (наполовину заполненная f -группа). Поэтому лутеций ($4f^{14}5d6s^2$) и гадолиний ($4f^75d6s^2$) обладают особо устойчивой трехвалентностью.

Высокая устойчивость трехвалентного состояния юрия свидетельствует о том, что в пятой электронной оболочке юрия содержится семь f -электронов ($5f^7 6d^7 s^2$), т. е. юрий является седьмым элементом в ряду аналогов лантанидов. Этим определяется и первый элемент среди таких аналогов — торий, стоящий за актинием. Так, свойства юрия, будучи сопоставлены со свойствами гадолиния, помогают установить, что аналогом лантанидов являются именно актиниды, а не «ториды», «ураниды» и т. п.

Трехвалентный торий, трех- и четырехвалентный протактиний неустойчивы в водных растворах. Это как будто бы резко отличает их от лантанидов. Однако существуют твердые соединения трехвалентного тория (ThJ_3 , Th_2S_3), приготовляемые в восстановительных средах, а также твердые смешанные окислы протактиния, где этот элемент — второй из актинидов — выступает как трех- и четырехвалентный, подобно второму лантаниду — церию.

Ниже перечислены важнейшие твердые соединения урана, нептуния, плутония, америция и юрия, выделенные к 1964 г.:

Окислы: UO , U_2O_3 , UO_2 , U_3O_8 , UO_3 , NpO , NpO_2 , Np_2O_7 ,

PuO , Pu_2O_3 , PuO_2 , AmO , Am_2O_3 , AmO_2 , Cm_2O_3 , CmO_2

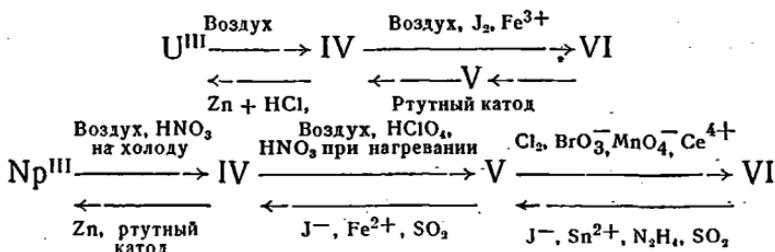
Фториды: UF_3 , UF_4 , UF_5 , UF_6 , NpF_3 , NpF_4 , NpF_6 , PuF_3 , PuF_4 , PuF_6 , AmF_3 , AmF_4 , CmF_3 , CmF_4 .

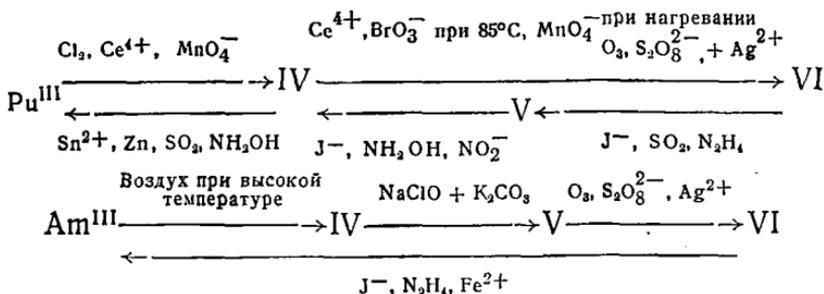
Хлориды: UCl_3 , UCl_4 , UCl_5 , UCl_6 , NpCl_3 , NpCl_4 , PuCl_3 , AmCl_3

Бромиды: UBr_3 , UBr_4 , NpBr_3 , NpBr_4 , PuBr_3 , AmBr_3 .

Иодиды: UI_3 , UI_4 , NpI_3 , PuI_3 , AmI_3 .

Схема основных окислительно-восстановительных реакций для элементов от урана до америция может быть представлена следующим образом:





Далее перечислены валентности аналогов группы лантанидов и актинилов. Наиболее устойчивые валентности даны жирным шрифтом, наименее устойчивые помещены в скобки:

Лантаниды:	La	Ce	Pr	Nd	Pm
	3	3,4	3[4]	3	3
Актиниды:	Ac	Th	Pa	U	Np
	3	(3),4	(3),4,5	3,4,5,6	3,4,5,6
Лантаниды:	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy
	2,3	2,3	3	3(4)	3
Актиниды:	Pu	Am	Cm	Bk	Cf
	3,4,5,6	3(4),5,6	3(4)	3,4	3

2. *Адсорбция актинилов и их распределение между растворителями.* К химическим свойствам актинилов тесно примыкает их поведение при ионообменной адсорбции и при растворении в различных растворителях. Полная аналогия ионообменного взаимодействия лантанилов и актинилов до менделевия уже рассматривалась.

В ряде работ изучалось распределение лантанилов и актинилов между двумя растворителями: органическим — трибутилфосфатом $(\text{C}_4\text{H}_9\text{O})_3\text{PO}$ и неорганическим — крепкой азотной или соляной кислотой. Первые опыты такого рода проводились с La, Ce, Pm, Eu и Ac, Pu, Am, Cm. Определяли коэффициент распределения K , равный отношению концентраций лантанилов или актинилов в неорганическом и органическом компонентах. Было найдено, что зависимость $\lg K$ от атомного номера Z для первых лантанилов и первых актинилов выражается прямыми линиями, параллельными друг другу. В последнее

время в Лаборатории ядерных реакций в Дубне (СССР) были проведены подобные исследования для калифорния, фермия и менделевия. При этом изотопы Fm^{252} и Md^{256} получались путем бомбардировки ядер U^{238} ионами Ne^{22} в реакциях $(Ne^{22}, \alpha, 4n)$ и $(Ne^{22}, p, 3n)$, число ато-

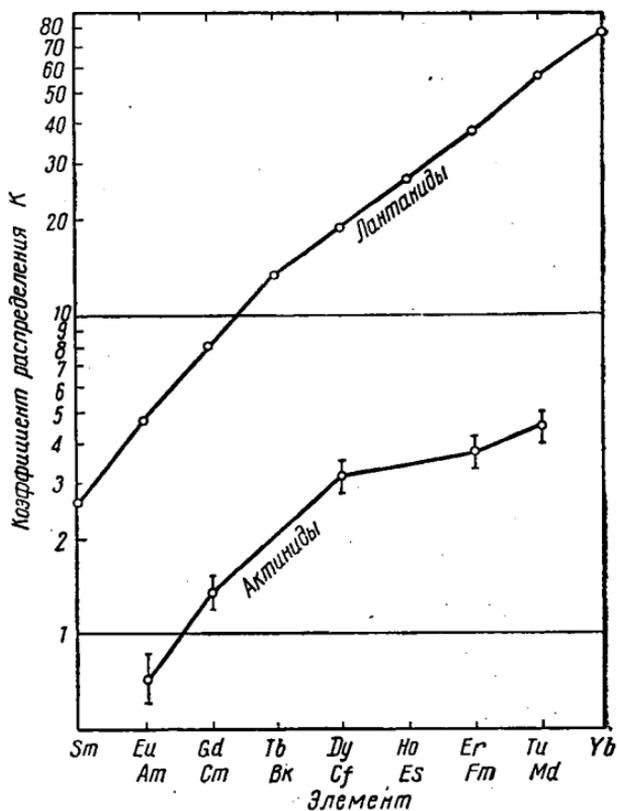


Рис. 53. Коэффициенты распределения некоторых лантанидов и актинидов для трибутилфосфата и 13,1 М азотной кислоты в зависимости от Z.

мов фермия было около 3000, атомов менделевия — от 10 до 30 в каждом эксперименте. На рис. 53 представлены зависимости коэффициентов распределения от Z, установленные в этих экспериментах. Очевидно сходство этих зависимостей для лантанидов и актинидов.

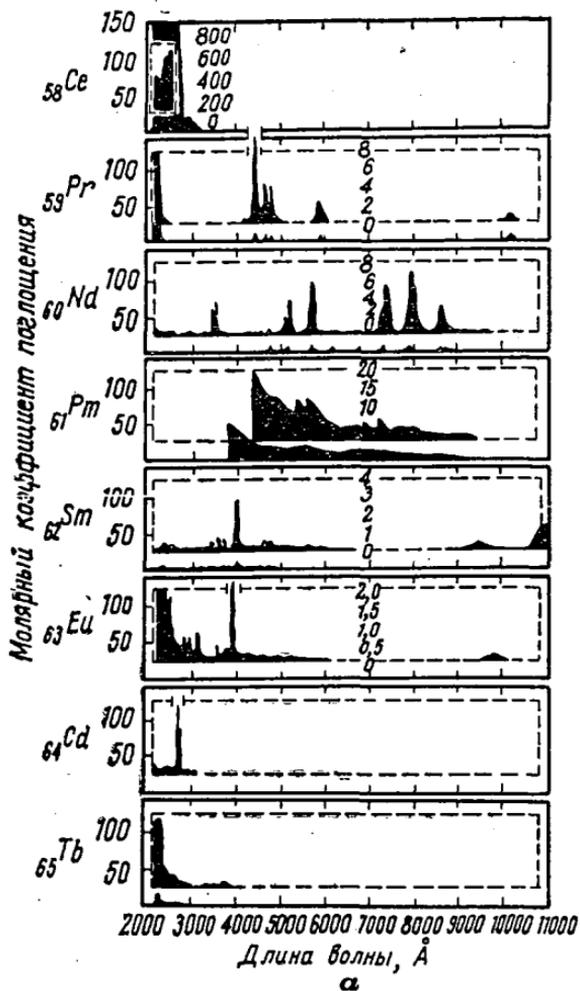


Рис. 54а. Спектры поглощения водных растворов лантанидов.

3. Спектры поглощения растворов актинидов. Характерным свойством лантанидов, связанным с наличием в их атомах f -электронов, является возникновение резких полос в спектрах поглощения видимого света. Эти полосы появляются из-за того, что под действием света опре-

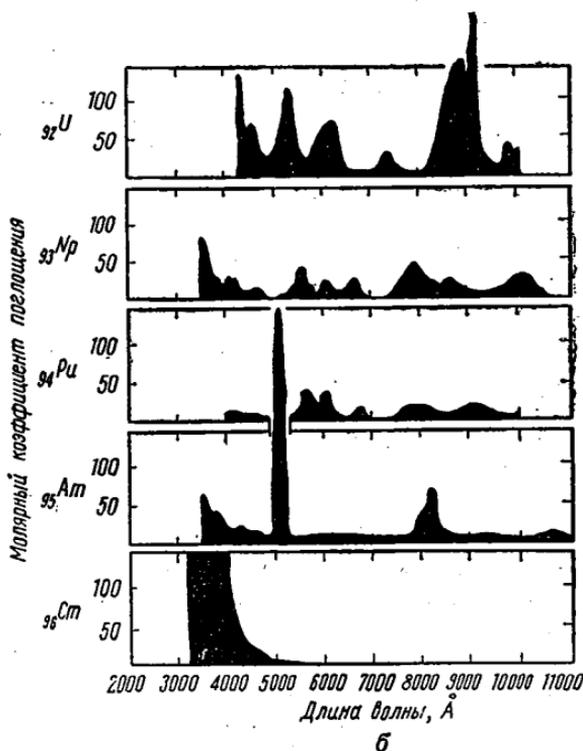


Рис. 546. Спектры поглощения водных растворов актинидов.

деленных длин волн происходят переходы электронов внутри $4f$ -слоя с одного места на другое; при этом меняется энергия взаимодействия f -электронов. Энергии таких переходов невелики, и они могут происходить под действием видимого света. По мере заполнения f -слоя электронами энергия перехода f -электронов с одного места на другое возрастает, и полосы смещаются в сторону ультрафиолетовой части спектра (т. е. в сторону меньших длин волн). На рис. 54 приводятся спектры поглощения водных растворов лантанидов и актинидов. Совер-

шенно очевидно сходство спектров тех и других элементов. Характерные спектры поглощения с резкими полосами в видимой области отмечены также для водных растворов четырех- и пятивалентного нептуния и высших валентностей плутония.

Лишь для шестивалентного нептуния полос в спектре поглощения нет, что опять подтверждает положение нептуния как четвертого актинида. В самом деле, структура наружных оболочек нептуния (если заполнение $5f$ -мест начинается с тория) должна иметь вид $5f^4 6d 7s^2$ или $5f^5 7s^2$, а в соединениях шестивалентного нептуния из семи перечисленных электронов наружных оболочек шесть связано и остается лишь один f -электрон. Поэтому, естественно, пропадают полосы, связанные с взаимодействием по меньшей мере двух f -электронов.

4. *Кристаллографические данные.* В пользу родства актинидов говорит изоморфизм кристаллических структур окислов ThO_2 , PaO_2 , UO_2 , NpO_2 , PuO_2 , AmO_2 и CmO_2 и регулярное уменьшение радиуса металлического иона в кристаллической решетке этих окислов (за исключением Pa и Am , окислы которых имеют смешанный состав типа Pa_2O_3 — PaO_2). Изоморфными оказались также соединения типа XF_4 (где $\text{X}=\text{Th}, \text{U}, \text{Np}, \text{Pu}, \text{Am}, \text{Cm}$), XF_3 (где $\text{X}=\text{U}, \text{Np}, \text{Pu}, \text{Am}, \text{Cm}$), XCl_3 и XO (где $\text{X}=\text{U}, \text{Np}, \text{Pu}, \text{Am}$).

Вычисленные из кристаллографических данных ионные радиусы меняются весьма схожим образом в рядах лантанидов и актинидов (табл. 21).

5. *Парамагнитная восприимчивость.* Всякий атом или ион, имеющий нечетное число электронов, обладает постоянным магнитным моментом и определенным образом ориентируется во внешнем магнитном поле. Такие атомы и ионы называются парамагнитными.

Магнитный момент таких атомов и пропорциональная квадрату магнитного момента величина, называемая парамагнитной восприимчивостью, определяются электронной структурой. Поэтому исследование поведения ионов и атомов в магнитных полях может дать сведения о строении электронных оболочек. Особенно удобным оказалось исследовать таким образом свойства трехвалентных ионов лантанидов. В самом деле, при образовании трехвалентных положительных ионов лантанидов отры-

Ионные радиусы лантанидов и актинидов

Элемент	Число 4f- или 5f-электронов	Ионный радиус, Å	
		в трехвалентном состоянии	в четырехвалентном состоянии
Лантаниды			
La	0	1,061	—
Ce	2	1,034	0,92
Pr	3	1,013	0,90
Nd	4	0,995	—
Pm	5	0,979	—
Sm	6	0,964	—
Eu	7	0,950	—
Актиниды			
Ac	0	1,11	—
Th	2	1,08	0,99
Pa	3	1,05	0,96
U	4	1,03	0,93
Np	5	1,01	0,92
Pu	6	1,00	0,90
Am	7	0,99	0,89

ваются все электроны с пятой ($5d$) и шестой ($6s^2$) оболочек, а в других оболочках, кроме четвертой, имеется четное число электронов, причем половина электронов имеет спин $+1/2$, а половина $-1/2$, так что суммарный спин равен нулю. Поэтому магнитные свойства всего иона в целом определяются только строением f -слоя четвертой электронной оболочки — числом f -электронов и величиной их суммарного спина.

К тому же электроны, расположенные в пятой оболочке ($5s^2p^2$), как бы экранируют четвертую оболочку от воздействия электрического поля соседних ионов, и это сильно упрощает трактовку результатов. На рис. 55 приведены данные о парамагнитной восприимчивости для трехвалентных ионов лантанидов от церия (один f -электрон) до гадолиния (семь f -электронов) и для ионов Np (VI), Np (V), Np (IV), Pu (IV), Pu (III), Am (III), Cm (III).

Соответствие данных указывает на то, что число f -электронов в перечисленных ионах актинидов также меняется от одного до семи. Отсюда следует вывод, что (при наличии трех $6d7s^2$ -электронов) в нейтральном атоме нептуния содержатся еще четыре f -электрона, в атоме плутония — пять, америция — шесть, кюрия — семь. Таким образом, вновь подтверждается, что в ряду аналогов лантанидов Np стоит на четвертом, Pu — на пятом,

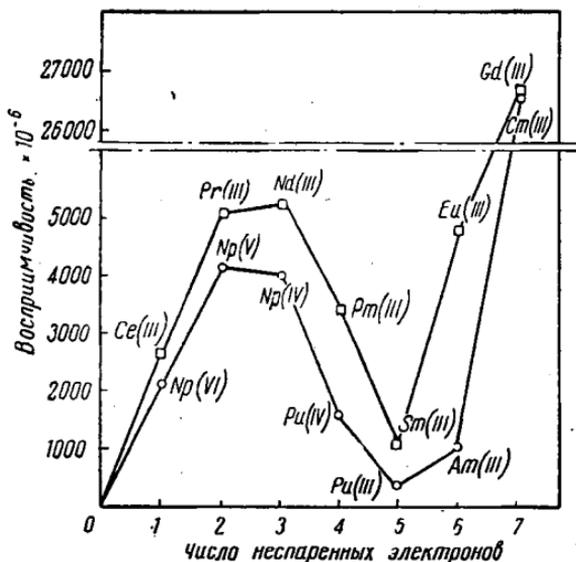


Рис. 55. Парамагнитная восприимчивость ионов лантанидов и актинидов.

Am — на шестом и Cm — на седьмом месте и что первым в этом ряду стоит торий, расположенный за актинием.

Сходство актинидов и лантанидов нашло дополнительное подтверждение при изучении свойств берклия и калифорния. Подобно тербию, берклий окисляется до четырехвалентного состояния. Кривые хроматографического разделения лантанидов и актинидов, как видно из рис. 25, весьма схожи, вплоть до увеличения интервала в разделении гадолиния и тербия среди лантанидов, кюрия и берклия среди актинидов.

На основании всего сказанного, а также спектроскопии урана, тория, америция можно сделать вывод о стро-

ении электронных оболочек атомов актинидов, сопоставив это строение с данными для лантанидов (табл. 22). Как видно из таблицы, в первых четырех актинидах проявляется заполнение $6d$ -уровней, что отличает их от пер-

Т а б л и ц а 22

Электронные структуры наружных электронных оболочек атомов лантанидов и актинидов

Элемент	Структура наружной электронной оболочки	Элемент	Структура наружной электронной оболочки
$_{57}\text{La}$	$5d6s^2$	$_{89}\text{Ac}$	$6d7s^2$
$_{58}\text{Ce}$	$4f^26s^2$	$_{90}\text{Th}$	$6d^27s^2$ или $5f6d7s^2$
$_{59}\text{Pr}$	$4f^36s^2$	$_{91}\text{Pa}$	$5f6d^27s^2$ или $5f^26d7s^2$
$_{60}\text{Nd}$	$4f^46s^2$	$_{92}\text{U}$	$5f^36d7s^2$
$_{61}\text{Pm}$	$4f^56s^2$	$_{93}\text{Np}$	$5f^46d7s^2$ или $5f^57s^2$
$_{62}\text{Sm}$	$4f^66s^2$	$_{94}\text{Pu}$	$5f^67s^2$
$_{63}\text{Eu}$	$4f^76s^2$	$_{95}\text{Am}$	$5f^77s^2$
$_{64}\text{Gd}$	$4f^75d6s^2$	$_{96}\text{Cm}$	$5f^76d7s^2$
$_{65}\text{Tb}$	$4f^96s^2$	$_{97}\text{Bk}$	$5f^86d7s^2$ или $5f^97s^2$
$_{66}\text{Dy}$	$4f^{10}6s^2$	$_{98}\text{Cf}$	$5f^{10}7s^2$
$_{67}\text{Ho}$	$4f^{11}6s^2$	$_{99}\text{Es}$	$5f^{11}7s^2$
$_{68}\text{Er}$	$4f^{12}6s^2$	$_{100}\text{Fm}$	$5f^{12}7s^2$
$_{69}\text{Tm}$	$4f^{13}6s^2$	$_{101}\text{Md}$	$5f^{13}7s^2$
$_{70}\text{Yb}$	$4f^{14}6s^2$	$_{102}\text{Lw}$	$5f^{14}7s^2$
$_{71}\text{Lu}$	$4f^{14}5d6s^2$		$5f^{14}6d7s^2$

вых лантанидов. Полная аналогия в строении электронных оболочек лантанидов и актинидов согласно табл. 22 устанавливается с плутония, а по другим данным — только с кюрия. На этом основании французский ученый Гайсинский выделяет в седьмом периоде менделеевской системы две группы элементов: ураниды (U, Np, Pu, Am) и кюриды (от Cm до Lw), причем он располагает торий в четвертой, протактиний — в пятой, уран и ураниды — в шестой, а кюриды и кюриды — в третьей группах периодической системы. Соответственно элемент 104 должен будет оказаться аналогом гафния (72) и тория (90), элемент 105 — аналогом тантала (73) и протактиния (91) и т. д.

Таким образом, на основании чисто количественных, а не качественных различий в энергии связи $5f$ - и $6d$ -

электронов в первых актинидах предлагается структура седьмого периода менделеевской системы, сильно отличающаяся от структуры шестого периода. Исходя из всей совокупности приведенных данных, представляется более целесообразным принять предложенный Сиборгом вариант, включающий группу из 14 актиноидов и сохраняющий аналогию строения шестого и седьмого периодов менделеевской системы. Некоторое преобладание среди первых актиноидов высших валентностей, отличающее их от первых лантанидов, является закономерным следствием периодических изменений свойств элементов при переходе в пределах данной группы системы от более легких к более тяжелым элементам. Такое изменение свойств было отмечено еще автором периодического закона и может быть объяснено тем, что при большем числе электронных оболочек электроны наружных оболочек более удалены от ядра, связаны с ядром слабее и легче могут принимать участие в образовании связей с другими атомами в химических соединениях.

Радиоактивный распад изотопов заурановых элементов. Где предел числа элементов?

Основанные на периодической системе Д. И. Менделеева предсказания химических свойств новых элементов сыграли, как мы видели, решающую роль в большинстве работ по получению искусственных элементов. Однако уменьшение периодов полураспада по мере перехода к большим Z делает все более затруднительным химическую идентификацию новооткрываемых элементов. Кроме того, наряду с такой идентификацией возникают задачи установления массовых чисел различных изотопов. Лишь в сравнительно редких случаях удалось непосредственно определить эти числа масс-спектроскопическим методом. Для разумного планирования экспериментов и верного объяснения получаемых результатов весьма важно правильно предсказать длительность жизни, вид и энергию испускаемых частиц для различных изотопов. Такого рода прогнозы особенно нужны для ответа на вопрос, где пройдет граница периодической системы, сколько еще элементов удастся получить искусственным путем. Очевидно, что предел синтеза элементов будет достигнут тогда, когда периоды полураспада искусственных изото-

пов станут столь малыми, что их ядра будут распадаться в неизмеримо короткие сроки, сразу после их получения.

Знание ядерных свойств изотопов трансурановых элементов очень важно для успешного их получения и исследования. Конечно, лучше всего было бы уметь заранее вычислять все интересующие нас свойства на основании точной теории взаимодействия всех нуклонов в ядре. Однако, не говоря уже о чисто вычислительных трудностях, подобной теории пока не существует, и все ядерные модели, о которых говорилось в гл. II, служат лишь более или менее ограниченными приближениями. Тем не менее даже приближенные, полуэмпирические методы расчета позволяют сделать существенные выводы о свойствах изотопов трансурановых элементов. Большинство этих выводов основывается на приведенной в гл. II полуэмпирической формуле средней энергии связи одного нуклона в ядре, которая дает возможность рассчитать массы атомных ядер, энергии связи протонов и нейтронов в каждом ядре, энергии его α - и β -распада. Теория α - и β -распада дает довольно надежные оценки периодов полураспада по энергии распада. Определенные прогнозы, основанные на капельной и обобщенной моделях, могут быть сделаны и относительно скорости спонтанного деления.

Получение многих десятков изотопов трансурановых элементов позволило проверить применимость формулы масс атомных ядер к самым тяжелым ядрам и внести в теорию усовершенствования, учитывающие роль ядерных оболочек и отклонения формы ядер от сферической. В результате удалось объяснить обнаруженные ранее расхождения предсказаний теории и опыта, а также повысить надежность дальнейших предсказаний ядерных свойств еще не открытых изотопов (в том числе изотопов пока не известных элементов) на основе экстраполяции (продолжения) в сторону больших Z и N установленных закономерностей.

Как и для всех элементов периодической системы, энергия связи протонов в ядрах трансурановых элементов убывает, а энергия связи нейтронов возрастает по мере перехода от тяжелых изотопов к более легким. Ранно или поздно по мере уменьшения или увеличения N энергия связи протона в ядрах нейтронодефицитных изо-

топов и энергия связи нейтрона в ядрах нейтроноизбыточных изотопов должна стать отрицательной. Однако значительно раньше, чем становится возможным прямое испускание из ядра лишнего протона или нейтрона, оказывается энергетически выгодным их взаимное превращение путем β -распада. Нейтроноизбыточные изотопы испытывают электронный β^- -распад, а нейтронодефицитные изотопы — позитронный β^+ -распад или электронный захват. Между тяжелыми β^- -активными и легкими β^+ -активными или электроннозахватными изотопами располагаются наиболее устойчивые изотопы данного элемента, обычно не являющиеся радиоактивными. Для тяжелых элементов характерна еще неустойчивость ядер относительно α -распада, который может происходить и при положительной энергии связи как протонов, так и нейтронов, если сумма энергий связи двух протонов и двух нейтронов меньше 28 Мэв (энергия их соединения в ядро гелия). Энергия связи α -частиц, как правило, уменьшается по мере перехода к нейтронодефицитным изотопам, т. е. с уменьшением N . Но в легких ядрах при этом чрезвычайно сильно растет энергия связи нейтронов, так что до появления неустойчивости к испусканию одиночных протонов, а при четных Z — пар протонов энергия связи α -частиц остается положительной.

В тяжелых ядрах, где средняя энергия связи одного нуклона почти на 1 Мэв ниже, чем в ядрах элементов середины периодической системы, положение другое. Задолго до того, как энергия связи протонов становится отрицательной, она (как и энергия связи нейтронов) оказывается меньше, чем в ядре гелия, так что становится энергетически возможным α -распад. При уменьшении N энергия связи протонов убывает быстрее, чем возрастает энергия связи нейтронов, а потому неустойчивость ядер к α -распаду возрастает. При очень сильном избытке числа нейтронов из-за резкого возрастания энергии связи протонов возникает α -устойчивость тяжелых ядер. Расчеты показывают, что энергия связи α -частиц становится положительной для изотопов урана, начиная с U^{254} . Все же ныне известные изотопы тяжелых элементов, начиная с висмута, неустойчивы к α -распаду, хотя далеко не для всех α -распад наблюдается на опыте.

Когда энергия α -распада гораздо меньше высоты кулоновского потенциального барьера, распад оказывается

слишком медленным и не наблюдается даже при отсутствии других видов распада. Так обстоит, например, дело со стабильным изотопом Bi^{209} , для которого расчетное время жизни относительно α -распада превышает 10^{18} лет. Если же наряду с α -распадом возможны и другие виды радиоактивных превращений, например β^- - или β^+ -распад, электронный захват, спонтанное деление, то α -распад может стать ненаблюдаемым по той простой причине, что задолго до истечения среднего времени жизни ядра относительно испускания α -частицы оно успевает распасться иным способом. Таким образом, здесь вероятность α -распада в радиоактивном разветвлении оказывается слишком мала. Поэтому α -распад наиболее характерен для таких изотопов, где как β^- -распад, так и электронный захват энергетически невыгодны и потому не идут. О таких β -стабильных изотопах, устойчивых относительно β -распада и электронного захвата, мы еще будем говорить.

Изотопы, для которых на опыте наблюдался лишь α -распад, не обязательно являются β -стабильными или абсолютно устойчивыми относительно спонтанного деления. Просто вероятность всех других видов распада, кроме испускания α -частиц, оказывается для них очень малой. На рис. 56 приведены оценки зависимости энергии α -распада от массовых чисел.

Сопоставление энергий α -распада и времени жизни соответствующих изотопов может быть произведено с помощью семейства кривых (рис. 57). Значения периодов полураспада на рис. 57 даны для четно-четных ядер. Для нечетных и особенно нечетно-нечетных ядер они, как правило, заметно больше. Поэтому для оценки времени жизни нечетно-четного ядра можно воспользоваться кривой с соседним (на единицу большим) четным значением Z . Оценки для четно-нечетных ядер можно основывать на уменьшенных примерно на 0,2—0,3 Мэв значениях энергии α -распада. Наконец, для нечетно-нечетных ядер следует сочетать обе поправки.

Периоды полураспада, приведенные на рис. 57, даны лишь относительно испускания α -частиц. Фактически с учетом других видов распада эти периоды оказываются короче.

Время жизни ядер относительно β -распада или электронного захвата зависит от конкретной схемы перехо-

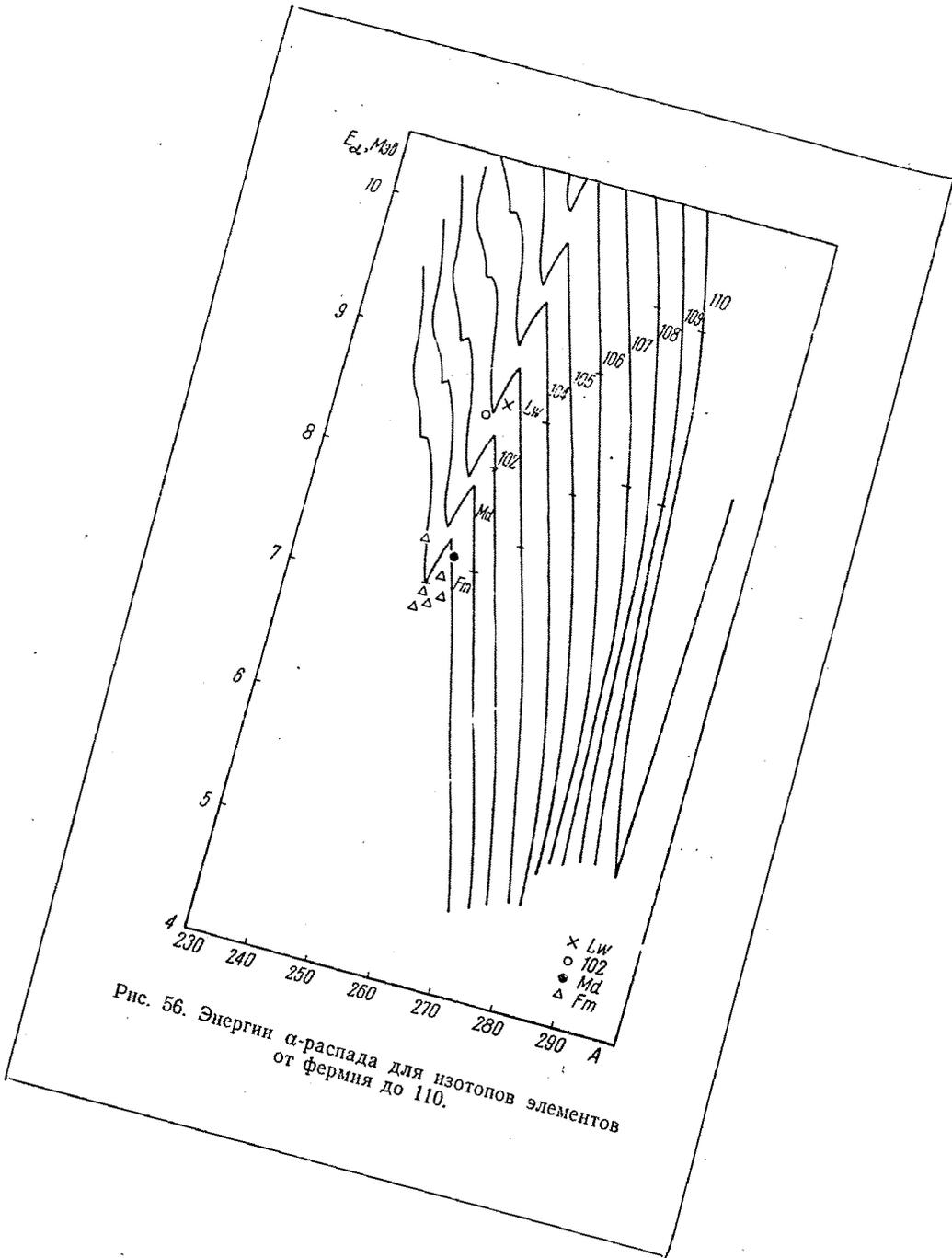


Рис. 56. Энергии α -распада для изотопов элементов от фермия до 110.

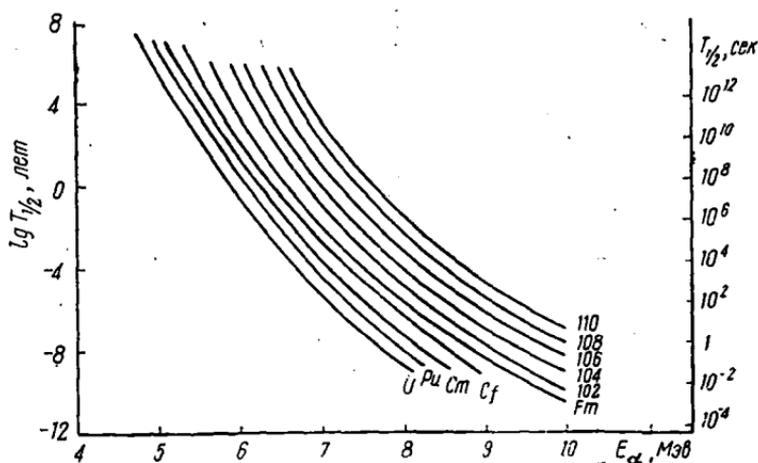


Рис. 57. Связь периодов полураспада и энергии α -распада для изотопов четных элементов от урана до 110.

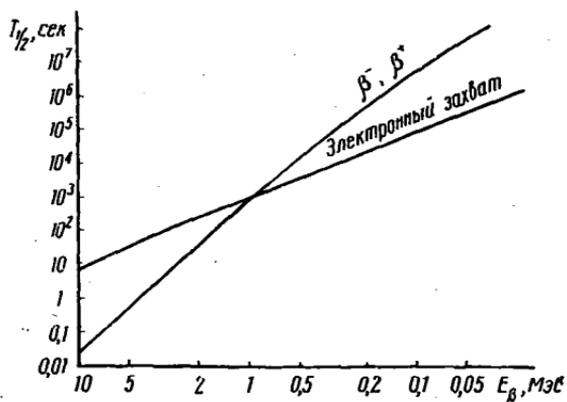


Рис. 58. Связь минимальных периодов полураспада и энергии β -распада или электронного захвата.

дов, от спина и четности исходного и конечного состояний. Однако можно довольно надежно оценить кратчайшее время таких переходов в зависимости от их энергии (рис. 58).

На рис. 59 приведены примеры, характеризующие энергию β -распада изотопов с различными массовыми

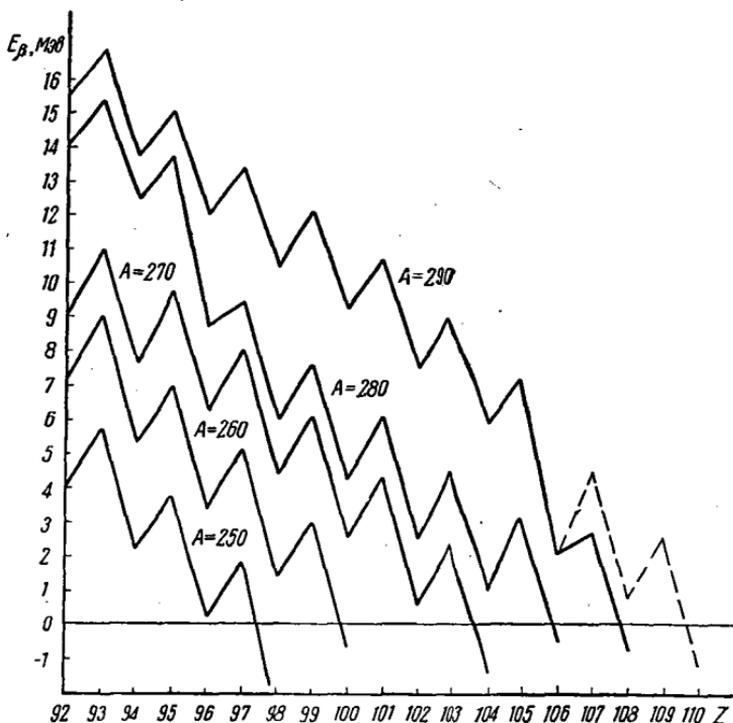


Рис. 59. Энергии β -распада для изотопов элементов от урана до 110 с массовыми числами $A=250, 260, 270, 280$ и 290 .

числами в зависимости от их атомного номера. Пилообразные изменения энергии β -распада связаны с эффектами спаривания нуклонов: при превращении нечетно-нечетного ядра в четно-четное выделяется заметно большая энергия, чем в обратном случае. Разные теоретические оценки дают иногда несколько различающиеся результаты.

Примером служат два варианта оценок для $A=290$ и $Z>106$ (сплошная и пунктирная линии), один из которых приводит к β -стабильности уже при $Z=108$, а второй — лишь при $Z=110$. Все β -стабильные изотопы плутония и трансплутониевых элементов отмечены треугольниками на рис. 67, приведенном в конце книги. На рис. 56 отмечены горизонтальными черточками наиболее легкие из β -стабильных изотопов элементов от менделевия до 110.

В нейтронодефицитных изотопах, расположенных вблизи границы β -стабильности, электронный захват еще успешно конкурирует с α -распадом, однако по мере усиления дефицита нейтронов (с ростом энергии как α -распада, так и электронного захвата) начинает преобладать α -распад, ибо его скорость в гораздо большей степени возрастает с ростом энергии. Ни электронный захват, ни β -распад сами по себе не могут ограничить число вновь открываемых изотопов и элементов, так как продолжительность этих процессов относительно велика. Даже на границе стабильности к испусканию протонов, т. е. при наиболее сильнейшем дефиците нейтронов, время жизни изотопов относительно электронного захвата оказывается не менее нескольких секунд или долей секунды. Период полураспада ядер, испытывающих β^- -распад, исчисляется при сильном избытке нейтронов миллисекундами. Такое время вполне наблюдаемо, к тому же β^- -распад приводит к увеличению атомного номера и поэтому не может препятствовать открытию новых элементов со все большими Z .

Иное дело α -распад. Он может существенно ограничить круг дальнейших открытий новых изотопов и элементов. Время жизни ядер относительно α -распада с ростом энергии α -частиц может уменьшаться вплоть до ядерных времен 10^{-21} — 10^{-22} сек. Однако, как это видно из рис. 56 и 57, до таких предельно малых времен еще очень далеко. Имеется большое число изотопов элементов до 110 и далее, которые характеризуются достаточно малой скоростью α -распада и при отсутствии других ограничений вполне могли бы быть получены. Прежде чем делать какие-то заключения о будущих возможностях синтеза новых изотопов и элементов, рассмотрим еще один вид радиоактивного распада: спонтанное деление.

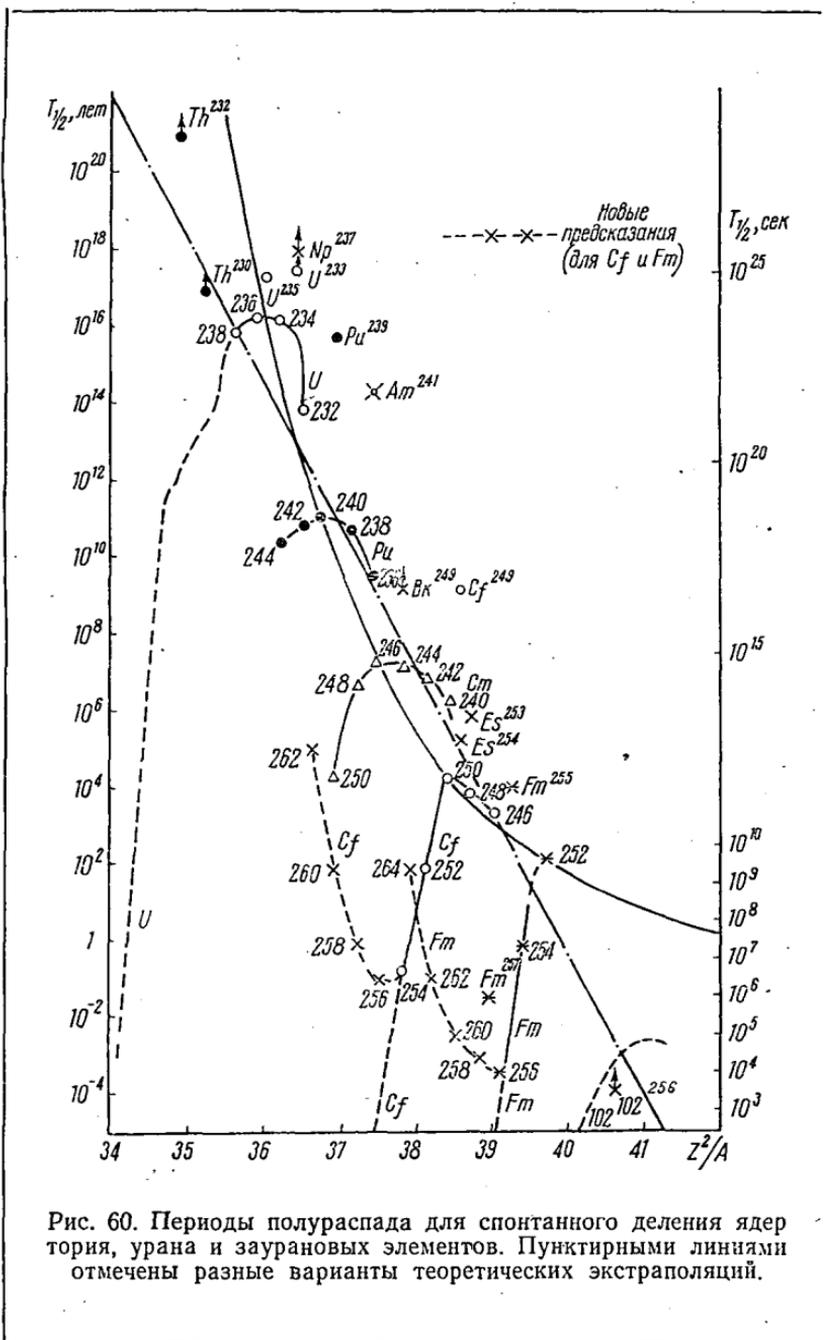


Рис. 60. Периоды полураспада для спонтанного деления ядер тория, урана и заурановых элементов. Пунктирными линиями отмечены разные варианты теоретических экстраполяций.

Простейшей характеристикой способности ядер к делению служит параметр деления Z^2/A . Чем больше этот параметр, тем легче осуществляется деление. Уже давно отмечена еще одна особенность деления, не объясняемая капельной моделью: четно-четные ядра делятся значительно легче, чем нечетные и особенно нечетно-нечетные. Этот факт на основе обобщенной модели атомных ядер объясняется так: при деформации ядер с нечетным числом протонов или (и) нейтронов может возрасти энергия уровней, на которых расположены нечетные нуклоны. Поэтому часть энергии ядра, вносимой извне или перераспределяемой по внутренним степеням свободы, расходуется не на изменение формы ядра и возбуждение его колебательных и вращательных уровней, а на увеличение энергии отдельных нуклонов в ядре, не приводящее к делению. В результате полупериод спонтанного деления нечетных и нечетно-нечетных ядер оказывается на 3—5 порядков больше, чем для соседних четно-четных ядер с теми же значениями Z^2/A . Систематике лучше всего поддаются характеристики спонтанного деления четно-четных ядер.

Первые результаты исследований спонтанного деления ядер трансурановых элементов были описаны простым полуэмпирическим соотношением

$$\lg T_{1/2} = M - N \frac{Z^2}{A},$$

где $M \approx 157$, а $N = 3,75$, если периоды полураспада $T_{1/2}$ выражены в секундах. Такая зависимость периодов полураспада от параметра деления Z^2/A изображена штрихпунктирной прямой на рис. 60 (сплошная кривая на рисунке объединяет точки для наиболее медленно делящихся изотопов).

Последующие измерения привели к совершенно неожиданным результатам. Если для легких изотопов урана, плутония, кюрия с ростом A способность к спонтанному делению убывает, т. е. время жизни возрастает, как того и следовало ожидать, то затем, по мере дальнейшего увеличения массового числа периоды полураспада для спонтанного деления начинают убывать. Особенно резко такая аномалия проявилась для калифорния и фермия: периоды полураспада уменьшаются от Cf^{250} к Cf^{254} в 100 тысяч раз, а от Fm^{252} к Fm^{256} — даже в 500 тысяч раз, тогда как можно было ожидать их возрастания пример-

но в 100 раз. Резкое уменьшение периодов полураспада относительно спонтанного деления происходит, как это видно из рис. 70, в окрестностях заполненной нейтронной подоболочки с $N=152$ — параллельно с показанным на рис. 56 скачкообразным повышением энергии α -распада. Такое убыстрение спонтанного деления связано с рассматриваемыми обобщенной моделью энергетическими переходами между уровнями, занимаемыми парами нуклонов в деформированных ядрах. Если при деформации ядра становится возможным переход пары нуклонов на более низко расположенный уровень, то энергия этого перехода переходит в коллективное возбуждение ядра, способствующее его делению.

Таким образом, наблюдается картина, противоположная только что упоминавшейся для ядер с нечетным числом нуклонов. Там часть энергии коллективного возбуждения идет на увеличение энергии отдельных нуклонов (т. е. на ослабление их связи со всем ядром), и потому деление оказывается затрудненным. Здесь же в четно-четных ядрах вблизи $N=152$ деформация ядра приводит к упрочнению связи «наружных» пар нуклонов со всем ядром, эти пары как бы опускаются ниже в ядерной потенциальной яме (см. рис. 10), а высвобождаемая при этом энергия способствует делению.

Однако сказать обо всем этом гораздо проще, чем сделать хотя бы полуколичественные расчеты. Поэтому долгое время оставалось совершенно неясным, насколько далеко может простираться аномальная область деления, в которой вопреки предсказаниям капельной модели периоды полураспада изотопов данного элемента падают с ростом A , а подчас скорость спонтанного деления изобаров с данным A уменьшается с увеличением Z , как, например, при переходе от Cf^{252} к Fm^{252} или от Cf^{254} к Fm^{254} . Последний факт особенно удивителен: ведь деление обусловлено электростатическим отталкиванием протонов, а тут уменьшение числа протонов, замена их «скрепляющими» тяжелые ядра нейтронами ведет к усилению деления. Итак, возник важнейший для прогнозов свойств новых изотопов вопрос о путях экстраполяции скорости спонтанного деления нейтроноизбыточных изотопов за $N=152$.

Как видно из рис. 56, рост энергии α -распада вблизи $N=152$ является довольно местным эффектом; уже при

$N=154$ вновь начинается уменьшение этой энергии и, следовательно, увеличение периодов полураспада. Естественно было предположить, что и усиление способности ядер к делению в окрестностях $N=152$ должно оказаться локальным и быстро преходящим явлением. Тем не менее долгое время все экстраполяции полупериодов спонтанного деления или нейтроноизбыточных изотопов производились без учета этого обстоятельства. Примеры подобных экстраполяций для урана, калифорния и фермия показаны на рис. 60 быстро уходящими вниз пунктирными линиями. Существуют, однако, экспериментальные факты, противоречащие подобным простым экстраполяциям. Эти факты говорят о достаточно больших значениях периодов полураспада нейтроноизбыточных изотопов относительно спонтанного деления. Мы имеем в виду получение далеких трансплутониевых элементов (вроде изотопов Es^{253} и Fm^{255}) в термоядерном взрыве. Для того чтобы образовался изотоп фермия Fm^{255} , ядру урана надо поглотить 17 нейтронов, после чего должно произойти 8 актов β -распада. Ясно, что если скорость спонтанного деления будет сильно превышать скорость β -распада, то путь от U^{235} до Fm^{255} не будет пройден, по дороге произойдет деление.

Как уже говорилось, скорость β -распада относительно мала — время превращения U^{235} в Np^{235} , видимо, не короче 0,1 сек, а последующие звенья β -распадов требуют все большего и большего времени. Между тем старые оценки полупериодов спонтанного деления, основанные на простых экстраполяциях, давали 10^{-26} сек для U^{235} , 10^{-17} сек для Np^{235} и т. д. Ясно, что ни о каком получении Fm^{255} во взрыве при такой колоссальной скорости спонтанного деления не могло бы быть и речи! Деление воспрепятствовало бы получению и более легких изотопов, начиная с $A=250$.

Несовершенство подобных экстраполяций было очевидно, но пока никаких других путей расчета не было предложено, именно на этих экстраполяциях основывались многие прогнозы ядерных свойств новых изотопов. Если обратиться к табл. 12—19, то увидим, что наиболее долгоживущие изотопы элементов от нептуния до фермия расположены, как правило, в области β -стабильности или у ее границ. Естественно было бы ожидать того же и для изотопов последующих элементов. Однако со-

ображения о слишком большой скорости спонтанного деления ядер нейтроноизбыточных изотопов обусловили предположение, что наиболее стабильные изотопы (конечно, нечетные) таких элементов, как 104, 106 и т. д., должны все дальше уходить из области β -стабильности

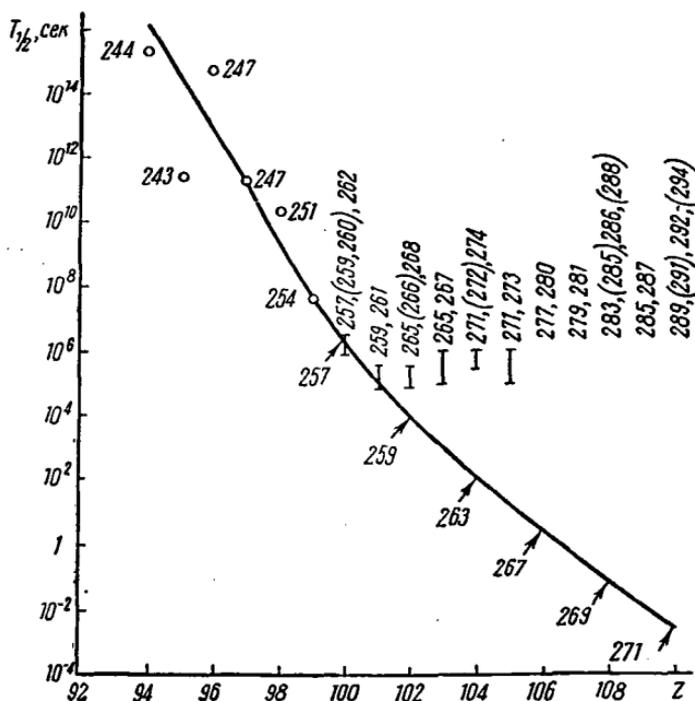


Рис. 61. Предсказания периодов полураспада для наиболее долгоживущих изотопов далеких заурановых элементов. Сплошная линия основана на старых предположениях о спонтанном делении, вертикальные отметки периодов полураспада даны с учетом новых теоретических результатов, представленных на рис. 62.

в сторону дефицита нейтронов. Пример подобных предсказаний того, какие изотопы четных элементов вплоть до $Z=110$ окажутся наиболее долгопериодными и чему будет равняться средняя продолжительность их жизни, иллюстрируется рис. 61.

В 1962 г. шведский физик С. Юханссон получил первые результаты анализа спонтанного деления изотопов

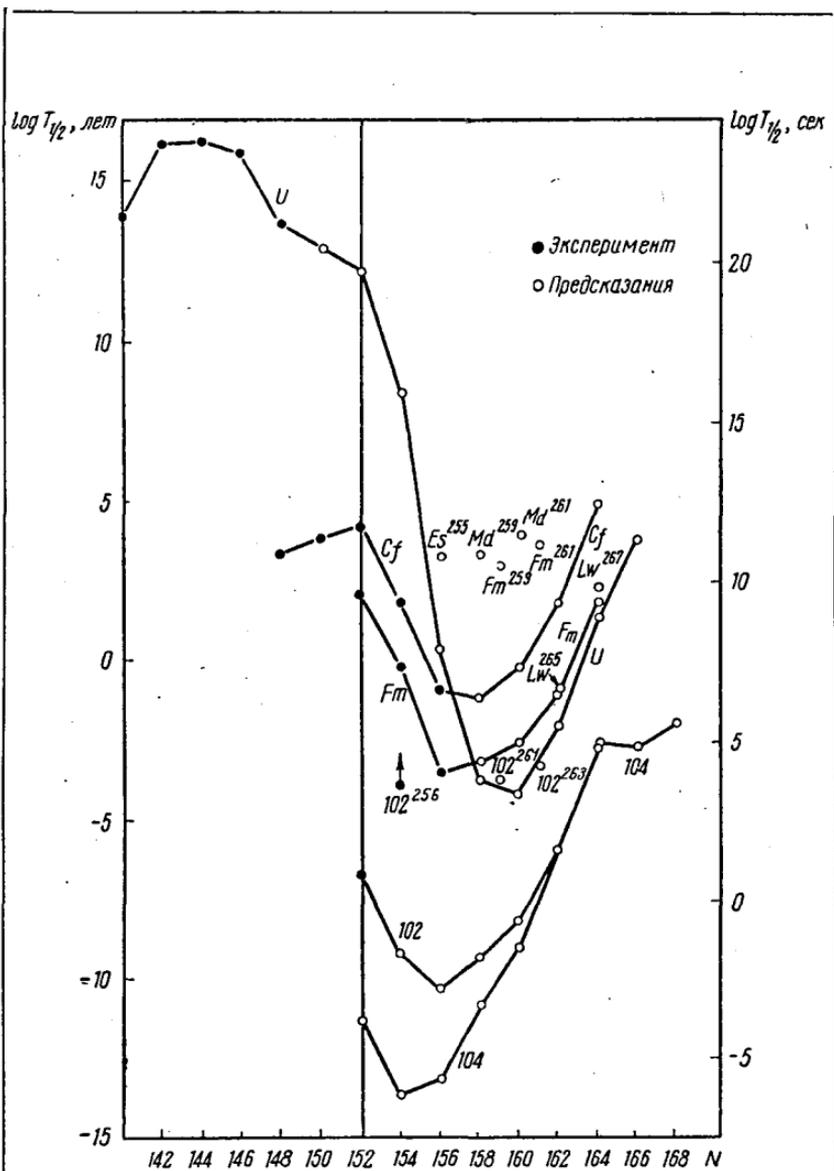


Рис. 62. Прогнозы периодов полураспада для спонтанного деления ряда изотопов четных элементов от калифорния до 104.

с $N > 152$, основанного на представлениях обобщенной модели (рис. 62). Очевидно, что эффект ускорения спонтанного деления с ростом N оказывается локальным и уступает место новому повышению периодов полураспада, начиная с N от 160 — для урана до 154 — для элемента 104. Положение наименее устойчивых к делению изотопов сдвигается с ростом атомного номера элемента в сторону меньших N , и если для урана такой наименее устойчивый изотоп расположен среди β^- -активных (нейтроноизбыточных), то для фермия он попадает в центр области β -стабильности, а для элемента 104 — в область нейтронного дефицита.

Нейтронноизбыточные изотопы элементов вплоть до 104 оказываются достаточно долгоживущими, причем скорость спонтанного деления для них заметно меньше скорости β^- -распада. Поэтому прогнозы о возможностях получения новых элементов становятся более оптимистическими, тем более что по последним данным, полученным в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне, изотоп 102^{256} обладает еще гораздо большим временем спонтанного деления, чем это предсказывалось (см. рис. 62). Вместе с тем было бы рискованно делать слишком далекие экстраполяции и прогнозы. В окрестностях «магического» числа $N = 184$, характеризующего число нейтронов при целиком заполненной оболочке, должен наблюдаться весьма резкий всплеск α -активности и спонтанного деления. Об ожидаемом увеличении энергии α -распада близ $N = 184$ можно судить по изображенным на рис. 56 данным для $Z = 110$ и $A = 293$ и 294 и по аналогичной зависимости вблизи $N = 126$ (см. рис. 35), приводящей к резкому укорачиванию времени жизни всех изотопов полония, астата, радона, франция. Эффект ускорения спонтанного деления в окрестности $N = 184$ должен быть еще сильнее, чем при $N = 152$.

«Опасным» для перспектив получения новых изотопов и элементов может оказаться и возникновение в разных ядерных реакциях возбужденных, изомерных состояний ядер, испытывающих весьма быстро спонтанное деление. Первый пример такого интересного вида ядерной изомерии был обнаружен недавно в Дубне: один из изомеров плутония или америция (скорее всего, новый изотоп Am^{242m}) спонтанно делится за рекордно короткое время — около 15 мсек!

С учетом всего сказанного можно попытаться дать некоторые оценки периодов полураспада ряда изотопов элементов до 105. В табл. 23 приведены наиболее устойчивые (согласно таким оценкам) изотопы элементов от фермия до $Z=105$ и охарактеризованы основные виды их радиоактивных превращений. Очевидно, что наибольшей устойчивостью обладают изотопы, расположенные в области β -стабильности или вблизи границы этой области, когда энергия β -распада еще совсем мала, а потому его продолжительность достаточно велика. Среди наиболее устойчивых изотопов элементов с четным Z имеются нечетные (как правило, β -активные) и четные (обычно β -стабильные). В случае же элементов с нечетным Z самыми устойчивыми оказываются нечетно-четные изотопы, а расположенные между ними нечетно-нечетные изотопы испытывают довольно быстрый β -распад.

Т а б л и ц а 23

Наиболее устойчивые изотопы элементов
от фермия до 105

Изотоп	Период полураспада, сек			Общий период полураспада
	α	β	деление	
Fm ²⁵⁷	$> 10^{6,5}$	—	10^6	~ 10 суток
Fm ²⁵⁸	$10^{6,5}$	—	$10^{4,5}$	~ 10 ч
Fm ²⁵⁹	$> 10^{8,5}$	10^5	$10^{10,5}$	~ 1 сутки
Fm ²⁶⁰	$10^{8,5}$	—	10^5	~ 1 ч
Fm ²⁶¹	$> 10^{10,5}$	10^3	10^{11}	~ 15 мин
Fm ²⁶²	$10^{10,5}$	10^7	$10^{6,5}$	~ 1 месяц
Md ²⁵⁷	10^4	э. з. $10^{3,5}$	10^{10}	~ 1 ч
Md ²⁵⁸	$> 10^{5,5}$	э. з.; $\beta-10^4$	$> 10^{11}$	~ 3 ч
Md ²⁵⁹	$10^{5,5}$	—	10^{11}	~ 3 суток
Md ²⁶⁰	$> 10^7$	10^3	$> 10^{11}$	~ 15 мин
Md ²⁶¹	10^7	10^5	$10^{11,5}$	~ 1 сутки
102 ²⁶³	$> 10^7$	—	10^4	~ 3 ч
102 ²⁶⁴	10^7	—	10^2	~ 1 мин
102 ²⁶⁵	$> 10^{8,5}$	$10^{5,5}$	10^6	~ 5 суток

Изотоп	Период полураспада, сек			Общий период полураспада
	α	β	деление	
102 ²⁶⁶	$10^{8,5}$	—	10^5	~ 1 сутки
102 ²⁶⁷	$> 10^{10}$	10^3	$\geq 10^8$	~ 15 мин
102 ²⁶⁸	10^{10}	—	$\geq 10^5$	≥ 1 сутки
102 ²⁶⁹	$> 10^{11,5}$	$10^{2,5}$	$> 10^6$	~ 5 мин
102 ²⁷⁰	$10^{11,5}$	10^4	$> 10^6$	~ 3 ч
Lw ²⁶³	10^4	э. з. $10^{3,5}$	$\sim 10^5$	~ 1 ч
Lw ²⁶⁴	$> 10^5$	э. з.; $\beta^- 10^{4,5}$	$\geq 10^5$	~ 10 »
Lw ²⁶⁵	$10^5 (10^{4,5})$	—	$10^{6,5}$	~ 1 сутки (~ 10 ч)
Lw ²⁶⁶	$> 10^6$	10^3	$\geq 10^{6,5}$	~ 15 мин
Lw ²⁶⁷	$10^6 (10^{5,5})$	$10^{6,5}$	10^{10}	~ 10 суток (~ 3 суток)
104 ²⁶⁹	$\geq 10^5 (\geq 10^{3,5})$	—	$> 10^8$	~ 1 сутки (~ 1 ч)
104 ²⁷⁰	$10^5 (10^{3,5})$	—	10^5	~ 1 » (~ 1 »)
104 ²⁷¹	$> 10^7 (> 10^{4,5})$	$10^{5,5}$	$\geq 10^8$	~ 3 суток (≥ 10 ч)
104 ²⁷²	$10^7 (10^{4,5})$	—	$10^{5,5}$	~ 3 суток (~ 10 ч)
104 ²⁷³	$> 10^9$	$10^{3,5}$	$> 10^{5,5}$	~ 1 ч
104 ²⁷⁴	10^9	—	$\leq 10^6$	≥ 10 суток
104 ²⁷⁵	$> 10^{11}$	$10^{2,5}$	$> 10^6$	~ 5 мин
104 ²⁷⁶	10^{11}	10^5	$> 10^6$	~ 1 сутки
105 ²⁶³	$10^{3,5} (10^{1,5})$	э. з. $10^{3,5}$	$\gg 10^{3,5}$	~ 1 ч (~ 1 мин)
105 ²⁷⁰	$> 10^5 (> 10^{2,5})$	э. з.; $\beta^- 10^{2,5}$	$\gg 10^{2,5}$	~ 5 мин
105 ²⁷¹	$10^5 (10^{2,5})$	—	$\gg 10^5$	~ 1 сутки (~ 5 мин)
105 ²⁷²	$> 10^{6,5} (> 10^{3,5})$	10^3	$\gg 10^3$	~ 15 мин
105 ²⁷³	$10^{6,5} (10^{3,5})$	—	$> 10^{6,5}$	~ 15 суток (~ 1 ч)
105 ²⁷⁴	$> 10^8$	$10^{2,5}$	$\gg 10^{2,5}$	~ 5 мин
105 ²⁷⁵	10^8	10^4	$\gg 10^4$	~ 3 ч

Примечание. Оценки периодов полураспада относительно испускания α -частиц основываются на энергиях распада, взятых из известных таблиц А. Камерона, изданных Канадским атомным центром Чолк-Ривер в 1957 г. В таблицах Сигера [Nucl. Phys., 25,1 (1961)] для $Z > 102$ даны более высокие значения энергии α -распада, т. е. меньшие периоды полураспада. Они приведены в скобках для тех случаев, когда α -распад является преобладающим или может стать преобладающим с учетом такого ускорения,

Можно предположить, хотя здесь прогнозы особенно ненадежны, что для элементов 106—110 наиболее устойчивыми изотопами будут такие:

$Z = 106$	$A = 277, 280;$
$Z = 107$	$A = 279, 281;$
$Z = 108$	$A = 283 (285), 286 (288);$
$Z = 109$	$A = 285, 287;$
$Z = 110$	$A = 289 (291), 292 (294).$

Результаты новых оценок представлены и на рис. 61 — приведены отрезки, характеризующие периоды полураспада наиболее устойчивых изотопов для элементов от фермия до 105 и массовые числа соответствующих изотопов. Массовые числа, отвечающие наиболее стабильным изотомам согласно старым оценкам, записаны по горизонтали, новые оценки этих массовых чисел даны по вертикали. Очевидно, что периоды полураспада самых устойчивых изотопов, а равно и их массовые числа должны оказаться заметно больше, чем это предполагалось ранее. Поэтому поиск новых элементов по крайней мере до 110 перспективен, причем ориентировать его следует главным образом на нейтроноизбыточные изотопы. Возможно, что в дальнейшем удастся продвинуться в искусственном получении элементов и с $Z > 110$. Не касаясь свойств различных изотопов этих более тяжелых элементов, приведем некоторые дополнительные соображения о границах устойчивости элементов и их изотопов.

На рис. 63 показаны оценочные пределы устойчивости изотопов элементов до 110 к распаду с испусканием нуклонов: протона — для нейтронодефицитных, нейтрона — для нейтроноизбыточных изотопов. Очевидно, что только в этой области насчитывается несколько сотен устойчивых к испусканию нуклонов изотопов, пока не наблюдавшихся на опыте. Многие из таких изотопов будут обладать чрезвычайно короткими периодами полураспада относительно искусственного α -распада и спонтанного деления, но и с учетом этих обстоятельств сохранится возможность обнаружить несколько десятков изотопов в пределах очерченной на рис. 63 области нуклоностабильности.

Как уже говорилось, β -распад и электронный захват — процессы достаточно медленные и не могут сами по себе положить предел числу элементов. Это вполне

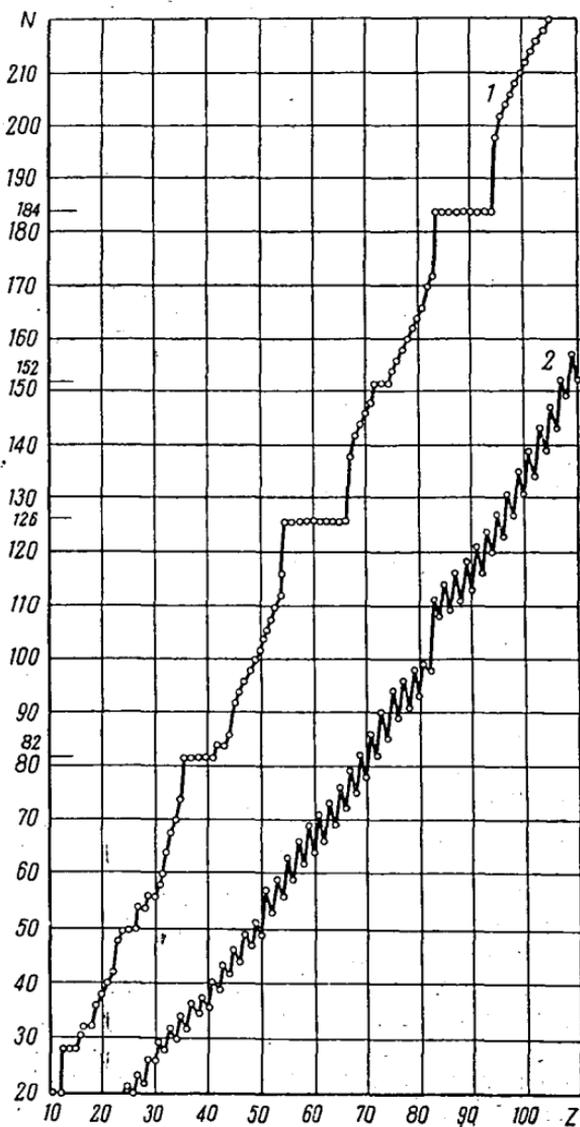


Рис. 63. Оценочные пределы устойчивости ядер к распаду с испусканием нейтронов (1) и протонов (2).

справедливо для β^- -распада хотя бы уже по той причине, что при таком распаде заряд ядра возрастает. Опасность, таящаяся в β^- -распаде для идентификации новых элементов, оказывается косвенной, скрытой: при β^- -распаде растет отношение Z^2/A и уменьшается избыток числа нейтронов, поэтому продукты многозвенных цепочек β^- -распада могут очень быстро распадаться посредством испускания α -частиц или спонтанного деления.

Что же касается электронного захвата, то здесь положение оказывается несколько сложнее. Расчеты для многоэлектронного атома с точечным ядром приводят к выводу, что существование элементов с $Z > 137$ вообще невозможно, ибо при дальнейшем увеличении заряда ядра электроны уже не будут образовывать ближайшую к ядру K -оболочку, а начнут «проваливаться» в ядро, уменьшая его заряд до 137. Однако фактически атомное ядро не точечное, и это решительно меняет дело. Электронный захват перестает быть препятствием для существования ядер с $Z > 137$, и даже в этой области сверхтяжелых элементов решающую роль в ограничении времени жизни различных изотопов продолжают играть α -распад и спонтанное деление.

Несколько лет назад американский теоретик Уилер произвел далекую экстраполяцию полуэмпирической формулы масс атомных ядер на область весьма больших Z и N . Согласно этой экстраполяции, ядра со временем жизни более 10^{-4} сек могут существовать в весьма широком интервале значений Z и A (рис. 64), вплоть до $Z \approx 150$ и $A \approx 500$.

В области нейтронодефицитных ядер определяющим возникновение неустойчивости процессом оказывается спонтанное деление, для ядер с избытком нейтронов такую роль играет нейтронная эмиссия. Однако экстраполяции Уилера слишком далеки и ненадежны, они произведены без учета заполнения нейтронных и протонных оболочек в сверхтяжелых ядрах, а также без рассмотрения роли формы таких ядер, ее отклонений от сферической. Кроме того, сама полуэмпирическая формула масс атомных ядер, на которых основывались эти экстраполяции, начинает сильно грешить вблизи границ устойчивости к испусканию нуклонов. Поэтому выводы о существовании сверхтяжелых ядер, сделанные Уилером, следует признать недостоверными.

Для выяснения границ устойчивости атомных ядер весьма важен поставленный Я. Б. Зельдовичем вопрос о том, может ли существовать так называемая нейтронная жидкость, т. е. ядра, состоящие из одних нейтронов. Простейшими частицами, молекулами подобной жидкости могли бы служить пары нейтронов — динейтроны или четверки нейтронов — тетранейтроны, спины которых равняются нулю. Многолетние поиски динейтронов не дали положительных результатов.

Недавно в печати появилось сообщение, говорившее в пользу существования тетранейтронов, но оно не носило

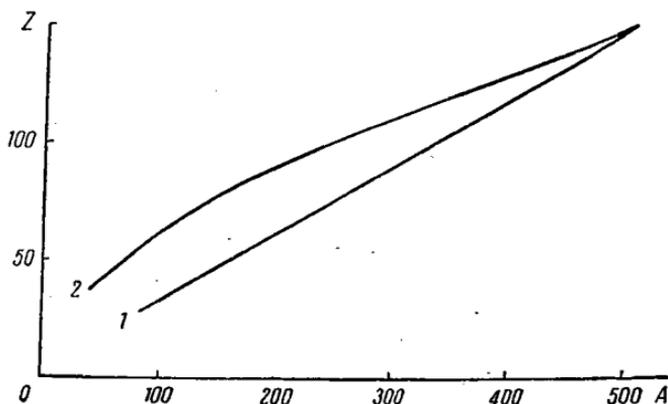


Рис. 64. Оценки пределов устойчивости ядер к распаду с испусканием нейтронов (1) и спонтанному делению (2).

характера строгого доказательства и вызвало ряд обоснованных возражений. Впрочем, даже отсутствие динейтронов и тетранейтронов еще не говорит о невозможности существования нейтронной жидкости, поскольку благодаря поверхностному натяжению должен существовать определенный критический размер нейтронной капли, т. е. минимальное число нейтронов N_0 , при котором возможно существование нейтронных ядер. Расчеты не привели пока к определенным выводам о возможности существования нейтронной жидкости, и вопрос этот остается открытым. Если нейтронные ядра и могут существовать, то плотность их должна быть примерно в 1000 раз меньше плотности обычных ядер, т. е. радиус нейтронного яд-

ра, содержащего N нейтронов, должен примерно в 10 раз превышать радиус обычного нейтронно-протонного ядра с массовым числом N .

Наличие нейтронных ядер могло бы привести к двум вариантам границ области стабильности ядер относительно испускания нуклонов (рис. 65). Область нейтронных ядер либо смыкалась бы с областью ныне известных ядер (см. рис. 65, а), либо образовывала бы «остров» совершенно удивительных сверхсверхтяжелых изотопов самых легких элементов периодической системы (см. рис. 65, б).

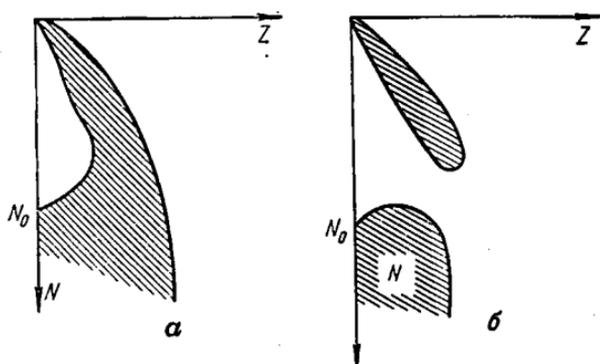


Рис. 65. Два варианта существования ядер с большим избытком числа нейтронов (до чисто нейтронных ядер).

Исследование вопроса о существовании таких изотопов, как и нейтронной жидкости, — одна из интереснейших проблем современной ядерной физики. Но для экспериментального осуществления образования чисто или почти чисто нейтронных ядер необходимы огромные нейтронные потоки, достижимые лишь в некоторых звездах. Поэтому подтверждение возможностей существования сильно перегруженных нейтронами ядер есть задача в первую очередь теоретической физики и экспериментальной астрофизики. В достижимых же теперь на Земле условиях речь может идти о получении гораздо более узкого круга новых изотопов и элементов. Конкретные варианты такого получения рассматриваются в конце книги.

Изотоп	$\sigma_{\text{пг}}$	$\sigma_{\text{дел}}$
Am ²⁴¹	750 ± 80 (Am ²⁴²) [1,7] 675 (Am ²⁴²) [6] 700 ± 200 [5] 50 ± 40 (Am ^{242m}) [1,7] 225 (Am ^{242m}) [5]	3,13 ± 0,15 [5] 3,0 ± 0,2 [5] 0 [7]
Am ²⁴² (16 ч)		2500 ± 1000 [1, 5] 3000 [5, 7] 2000 [5]
Am ^{242m} (152 года)		6400 ± 500 [1, 5] 6000 [5] 4600 [5]
Am ²⁴³	74 ± 4 (Am ^{244m}) [1, 2] 138 [3] 133,8 ± 0,8 [5] 110 [7]	0 [3, 7] < 0,072 [5] < 0,05 [5] 0 [7]
Am ²⁴⁴	3000 [3]	< 0,075 [1] 0 [3] 2000 [7]
Cm ²⁴²	20 ± 10 [1] 25 [5] 30 [7]	< 5 [1, 5] 0 [7]
Cm ²⁴³	250 ± 150 [1, 5] 250 ± 50 [2, 7]	700 ± 50 [1] 490 ± 70 [5] 690 ± 50 [5] 590 [7]

Продолжение табл. 24

Изотоп	$\sigma_{пч}$	$\sigma_{дел}$
Cm^{244}	15 ± 10 [1] 25 ± 10 [3, 5] 32 [4] 30 [7]	0 [3, 4, 7]
Cm^{245}	200 ± 100 [1, 3, 5] 135 [4] 150 [7]	1900 ± 200 [1] 1500 [3] 2015 [4] 1880 ± 150 [5] 1800 ± 300 [5] 2000 [7]
Cm^{246}	15 ± 10 [1, 3, 5, 7] 80 [4]	0 [3, 4, 7]
Cm^{247}	200 [3, 7] 35 [4] 180 [5]	200 [3, 7] 35 [4]
Cm^{248}	6 ± 4 [1, 2, 4] 2 [3] $2,2 \pm 0,7$ [5, 7] 3	0 [3, 4, 7]
Cm^{249}	3000 [3]	0 [3]
Bk^{249}	500 ± 200 [1] 1100 ± 300 [3, 5] 800 [4, 7]	0 [3, 4, 7]
Bk^{250}	5000 [3] 350 [5]	0 [3] 2000 [7]

Cf ²⁴⁹	270 ± 100 [1, 3, 5]	600 ± 400 [1] 630 [3-5]	Es ²⁵³	7 (Es ²⁵⁴) [5, 7] 240 (Es ^{254m}) [5] 250 ± 100 (Es ^{254m}) [7] 300 ± 150 [1]	0 [7]
Cf ²⁵⁰	1500 ± 1000 [1, 3, 5] 2000 [4] 1330 [7]	0 [3, 4, 7]	Es ²⁵⁴	< 40 [1] 40 [5, 7]	2000 [5, 7] 2700 [5]
Cf ²⁵¹	3000 ± 2000 [1, 3, 5] 3800 [4] 500 [7]	3000 [3] 3700 [4] 3300 [7]	Es ²⁵⁵	~ 40 [5, 7]	0 [7]
Cf ²⁵²	30 ± 10 [1, 3-5] 28 ± 7 [2] 9 [7]	0 [3, 4, 7]	Fm ²⁵⁴	~ 100 [7]	0 [7]
Cf ²⁵³	2 [7]	0 [7]	Fm ²⁵⁵	~ 100 [7]	~ 100 [7]
Cf ²⁵⁴	< 2 [1, 5] 2 [7]	0 [7]	Fm ²⁵⁶	~ 20 [7]	0 [7]
			Fm ²⁵⁷	~ 100 [7]	~ 100 [7]
			Fm ²⁵⁸	~ 5 [7]	0 [7]
			Fm ²⁵⁹	~ 100 [7]	~ 50 [7]
			Fm ²⁶⁰	~ 1 [7]	0 [7]
			Md ²⁵⁹	~ 250 [7]	0 [7]
			Md ²⁶⁰	~ 50 [7]	~ 1000 [7]

* См. литературу к таблице.

- Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory. BNL-325, July, 1958.
- Hughes D. J. et al. Neutron Cross Sections. Suppl. No. 1. Brookhaven National Laboratory. BNL-325, January, 1960.
- Clairborne H. C., Lietzke M. P. Californium Production in the High Flux Isotope Reactor. Oak Ridge National Laboratory. ORNL-59-8-125, August, 1959.
- Vandenbosch S. E., Fields P. R. Buildup of Cf²⁴⁹ and Intermediate Isotopes from Cm²⁴⁴ in a High Flux. Reactor. Argonne National Laboratory. ANL-6252, February, 1961.
- Hyde E. K. A Revised Version of a Review of Nuclear Fission. I. Fission Phenomena at Low Energy. University of California, Lawrence Radiation Laboratory. UCRL-9036-Rev., April, 1962.
- Hyde E. K. The Radioactive Decay of the Isotopes of the Transuranium Elements. University of California, Lawrence Radiation Laboratory. UCRL-9148, January, 1963.
- Milsted J. et al. Calculations of Yields of Products in High-Flux Neutron Irradiations of Heavy Element Sample. Argonne National Laboratory. ANL-6756, August, 1963.

ядра перекрываются, это отношение обычно быстро падает с ростом энергии нейтронов.

Чтобы ответить на вопрос, может ли данное ядро ${}_Z M_N^A$ разделиться при поглощении им медленного, например теплового, нейтрона, следует сопоставить две величины энергии для образующегося в результате захвата нейтрона ядра ${}_Z M_{N+1}^{A+1}$: энергию связи нейтрона в этом ядре и энергию активации его деления, т. е. ту энергию, которую надо затратить на необходимую для деления деформацию ядра. Если энергия связи нейтрона B_n превышает энергию активации деления $E_{\text{дел}}$, то возбуждение поглотившего нейтрона ядра оказывается достаточным для деления, в противном случае деление не может осуществиться.

Напомним, что энергия связи всегда бывает больше для четного нейтрона. Поэтому присоединение нейтрона к ядру с нечетным N , приводящее к образованию ядра с четным N , с большей вероятностью может вызвать деление, чем присоединение к ядру с четным N . Делению четно-четных ядер способствует и взаимосвязь энергии активации деления со сдвигами уровней отдельных нуклонов или пар нуклонов в деформированных ядрах. В результате такой взаимосвязи четно-четные ядра делятся легче нечетных и тем более нечетно-нечетных, причем обобщенная модель ядра объяснила эти факты. В соответствии с опытом величину энергии активации деления можно принять равной $E_{\text{дел}} = (18,1 - 0,36 \frac{Z^2}{A} + \epsilon) \text{ Мэв}$,

где $\epsilon = 0$ для четно-четных, $0,4$ для нечетных и $0,7$ для нечетно-нечетных ядер. В табл. 12—17 знаком плюс в последнем столбце (оценка делимости тепловыми нейтронами) отмечены изотопы, для которых разность $B_n - E_{\text{дел}}$ положительна, знаком минус — изотопы с отрицательной разностью $B_n - E_{\text{дел}}$. Там, где величины B_n и $E_{\text{дел}}$ близки, проставлены вопросительные знаки. Надо отметить, что приведенное здесь соотношение иногда завышает возможность деления. Энергетическая зависимость сечений деления под действием нейтронов выглядит по-разному для ядер, делящихся тепловыми нейтронами (типа U^{235} и Pu^{239}), и ядер, деление которых нейтронами происходит лишь выше какой-то пороговой энергии нейтронов: $E_{\text{порог}} = E_{\text{дел}} - B_n$, где $E_{\text{дел}} > B_n$ (рис. 66).

Для ядер U^{235} и Pu^{239} в левой части рисунка виден «хвост» энергетической зависимости сечений, характерной для совсем малых энергий. При тепловых энергиях (около $0,025$ эв) сечения делений этих ядер особенно велики. Они достигают нескольких сотен барн, причем до ~ 1 эв уменьшаются обратно пропорционально скорости нейтронов; в дальнейшем (при $1-100$ эв) на фоне плав-

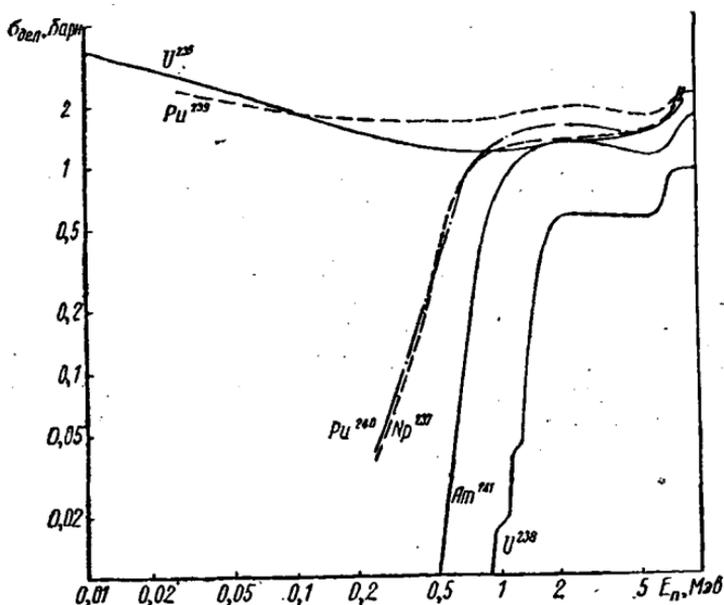


Рис. 66. Энергетическая зависимость сечений деления нейтронами ряда изотопов урана и заурановых элементов (в области энергий от 10 кэв до 10 Мэв).

ного снижения сечения несколько десятков раз резко возрастают в резонансах поглощения нейтронов, связанных с определенными уровнями возбуждения составного ядра U^{236} или Pu^{240} . При еще больших энергиях (в несколько сотен и тысяч электронвольт) отдельные уровни возбуждения сливаются воедино и вновь наблюдается (см. рис. 66) плавное изменение сечений деления, пока они не приближаются к геометрическим поперечным сечениям ядра πR^2 (R — радиус), что составляет для ядер тяжелых элементов около $2-3$ барн.

Геометрические сечения деления для ядер, не делящихся тепловыми нейтронами, таких, как U^{238} , Np^{237} , Pu^{240} и Am^{241} , достигаются при энергиях в несколько мегаэлектронвольт. Однако здесь энергетическая зависимость сечений деления в области меньших энергий выглядит иначе. Сечения круто возрастают, начиная с определенного порога, и не показывают каких-либо резонансных максимумов (поскольку при надпороговых энергиях отдельные уровни уже неразрешимы), но довольно плавно возрастают, стремясь к πR^2 . При энергии нейтронов 3 Мэв сечения деления ядер различных изотопов элементов от радия до плутония хорошо передаются эмпирическим соотношением

$$\sigma_{\text{дел}}(E_n = 3\text{Мэв}) = 34 \left(\frac{Z^{1/2}}{A} - 1,732 \right) \text{барн.}$$

Одной из интересных характеристик деления, о которой мы уже говорили в разделе о калифорнии, является среднее число вторичных нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых в одном акте деления. Это число возрастает с ростом массового числа делящегося ядра и для спонтанного деления четно-четных ядер может быть с достаточно хорошей точностью определено по формуле

$$\bar{\nu} = 0,15(A - 227).$$

Значение $\bar{\nu}$ возрастает также с ростом энергии возбуждения делящегося ядра примерно на 0,1 на каждый мегаэлектронвольт. Поэтому, например, при делении четно-нечетного ядра с массой $A - 1$ под действием нейтронов с энергией E_n Мэв среднее число вторичных нейтронов будет близко к $\bar{\nu} = 0,15(A - 227) + 0,1(B_n + E_n)$, где B_n — энергия связи нейтрона в промежуточном четно-четном ядре с массой A .

В табл. 25 приводятся некоторые оценки, основанные на полуэмпирических формулах для сечений деления и среднего числа вторичных нейтронов (в скобках даны значения $\bar{\nu}$ для нечетных и нечетно-нечетных ядер). Очевиден довольно сильный рост $\bar{\nu}$ при переходе к далеким трансплутониевым элементам. Это связано с усилением перегрузки нейтронами наиболее устойчивых изотопов: от Sm^{247} до 105^{273} число протонов в ядре возрастает всего на 9, а число нейтронов на 17.

Оценки сечения деления и среднего числа вторичных нейтронов при делении нейтронами ядер некоторых изотопов трансплутониевых элементов

Изотоп	$V_n, \text{Мэв}$	$(E_n = 3 \text{ Мэв})$ $\sigma_{\text{дел.}} \text{ барн}$	$\bar{\nu}$
Cm ²⁴⁵	6,6	2,4	3,8
Cm ²⁴⁶	5,3	2,1	(3,8)
Cm ²⁴⁷	6,3	1,7	4,1
Cm ²⁴⁸	4,7	1,4	(4,1)
Bk ²⁴⁷	5,5	2,5	(4,0)
Cf ²⁴⁹	6,7	2,8	4,4
Cf ²⁵⁰	5,1	2,5	(4,4)
Cf ²⁵¹	6,1	2,3	4,7
Cf ²⁵²	4,8	2,1	(4,7)
Es ²⁵⁴	6,1	2,4	(5,1)
Fm ²⁵⁷	6,1	2,5	5,5
Fm ²⁶²	4,2	1,4	(6,1)
Md ²⁵⁹	5,0	2,9	(5,7)
102 ²⁶⁵	5,8	2,2	6,7
Lw ²⁶⁷	4,6	2,6	(6,9)
104 ²⁷¹	5,8	2,5	7,6
105 ²⁷³	4,6	2,8	(7,8)

Пути получения изотопов заактинидных элементов

Принципиальная возможность существования долгопериодных изотопов заактинидных элементов еще не говорит о реальности их получения в ближайшем будущем. Надо рассмотреть, какие существуют пути получения таких изотопов, чтобы яснее представить себе перспективы их обнаружения, накопления и исследования.

Известно три главных пути получения заактинидных элементов: ядерные реакции под действием многозарядных (тяжелых) ионов, длительное нейтронное облучение в ядерных реакторах и облучение мощными кратковременными нейтронными потоками в ядерных взрывах (рис. 67).

Обратимся к ядерным реакциям под действием многозарядных ионов. Несколько примеров, связанных с бомбардировкой калифорния (Cf²⁵²) и эйнштейния (Es²⁵⁴) ионами углерода, азота, кислорода и неона и получением элементов 104—109, показано на рисунке.

Квадратиками отмечены возникающие при такой бомбардировке компаунд-ядра, пунктирными горизонтальными стрелками — испускание компаунд-ядрами нейтронов. Очевидно, что все изотопы, получаемые в реакциях многозарядных ионов, характеризуются дефицитом нейтронов по сравнению с β -стабильными и расположены тем дальше от наиболее устойчивых изотопов, чем больше атомный номер получаемого элемента. Уже по одной этой причине перспективы получения новых элементов в реакциях многозарядных ионов оказываются довольно узкими и ограничиваются ближайшими к лоуренсию элементами.

Сопоставляя реакции многозарядных ионов с другими путями получения заактинидных элементов, можно заключить, что ученые, эксплуатирующие ускорители тяжелых ионов, имеют реальную возможность оказаться первыми на финише лишь в поисках элементов 104 и 105. Менее вероятной представляется монополярная победа тяжелоионного варианта в поисках элементов 106 и 107 и совсем сомнительной для последующих заактинидных элементов. Время жизни наиболее долгопериодных изотопов из числа тех, которые могут быть получены с помощью тяжелых ионов, должно исчисляться несколькими секундами (104^{261} , 105^{264} , 106^{265} , $107^{268, 269}$), а в отдельных случаях, вероятно, минутами (104^{263} , 105^{265} , 106^{267}). Бомбардировкой тяжелыми ионами могут быть получены и более устойчивые изотопы уже известных элементов, например изотоп 102^{259} со временем жизни в несколько часов в реакции $\text{Sn}^{248}(\text{C}^{13}, 2n)$. Кривая $T_{1/2} = f(Z)$ (см. рис. 61), рассматривавшаяся ранее как характеристика наиболее устойчивых изотопов далеких урановых элементов, по-видимому, довольно хорошо передает свойства самых долгоживущих из тех изотопов, которые могут быть получены в реакциях тяжелых ионов.

Основными видами распада таких изотопов будут спонтанное деление, α -распад и в меньшей степени электронный захват. Выше мы говорили, что новые оценки, использующие представления обобщенной модели ядер, дают для нейтроноизбыточных и β -стабильных изотопов значительно большие полупериоды спонтанного деления, чем следовало из предшествовавших теоретических работ. Для нейтронодефицитных изотопов, получающихся

в реакциях тяжелых ионов, положение с теоретическими прогнозами обратное. Как видно из рис. 68, вплоть до $N=162$ старые оценки дают более продолжительные периоды полураспада. Пока еще рано говорить о сопостав-

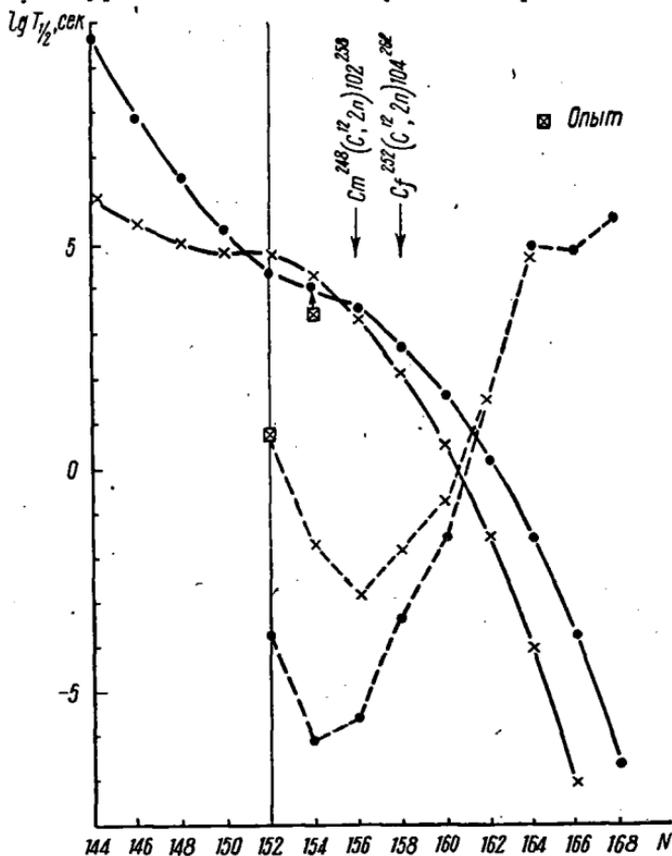


Рис. 68. Предсказания о полупериодах спонтанного деления для четно-четных изотопов элементов 102 (X) и 104 (·). Старые оценки показаны сплошной линией, новые, полученные с учетом положений обобщенной модели ядра, — пунктирной линией.

лении предсказаний с опытом, но, например, данные для 102^{254} ближе к новым оценкам, для 102^{256} — ближе к старым, являющимся в этой области N оптимистическими.

В отличие от нейтронных методов при получении новых элементов в реакциях тяжелых ионов речь может сейчас идти лишь об ультрамикроскопических количествах продуктов. В самом деле, сечения реакций (ион, xn) обычно составляют 10^{-31} — 10^{-30} см² и не превышают 10^{-29} — 10^{-28} см²; лишь при использовании в качестве снарядов α -частиц сечения σ (α , xn) оказываются еще больше: до 10^{-27} — 10^{-26} см. Плотность тока ускоренных тяжелых ионов на современных ускорителях достигает, как уже говорилось, нескольких сот микроампер на квадратный сантиметр, т. е. около 10^{15} частиц/см²·сек. Равновесное количество продуктов бомбардировки образуется при длительности облучения, равной по порядку величины периоду полураспада этих продуктов, т. е. не свыше 100 сек.

Следовательно, на одно ядро материала мишени может образоваться от 10^{-11} (бомбардировка тяжелыми ионами) до 10^{-9} (бомбардировка α -частицами) ядер-продуктов реакции. При этом переход к более легким мишеням и более тяжелым снарядам влечет за собой резкое уменьшение сечений реакций (ион, xn), ведущих к образованию элементов с атомным номером $Z_{\text{мишени}} + Z_{\text{снаряда}}$. Поэтому надо использовать как можно более тяжелые мишени, вес которых сейчас исчисляется не более, чем десятками микрограммов, т. е. мишени, содержащие не более 10^{16} — 10^{17} ядер, как, например, для калифорния. Следовательно, даже в самых удачных случаях в опытах с многозарядными тяжелыми ионами сейчас удается получать не более нескольких десятков или сотен тысяч ядер различных изотопов. В опытах же по получению новых элементов речь пойдет в лучшем случае о нескольких десятках ядер этих элементов.

Таким образом, нынешние ускорители тяжелых ионов могут использоваться для обнаружения и исследования новых изотопов и элементов, но не для их накопления. Возможности этих ускорителей в деле первооткрытия новых элементов уже использованы примерно наполовину получением элемента 102 и лоуренсия. Важным условием успешного осуществления дальнейших экспериментов по получению новых изотопов и элементов с помощью тяжелых ионов является сочетание этого метода с реакторным: нейтронное облучение в ядерных реакторах должно дать весомые количества разных далеких заура-

новых элементов для изготовления мишеней, облучаемых в дальнейшем на ускорителях тяжелых ионов.

Для тяжелоионного варианта, в котором будут получаться наиболее короткопериодные изотопы заактинидных элементов, особенно важной задачей является разработка новых надежных методов их быстрой идентификации. Одним из таких методов, применимых для доказательства природы различных α -активных изотопов, является исследование временных корреляций между моментами их α -распада и распада дочерних изотопов.

Напомним, что в работах по получению изотопов 102^{254} и 102^{256} наблюдался α -распад изотопов фермия Fm^{250} и Fm^{252} и был сделан естественный вывод, что эти изотопы образовывались при α -распаде материнских изотопов элемента 102. Более того, в случае 102^{254} наблюдался непосредственно его α -распад, с испусканием α -частиц с энергией 8,3 Мэв. Однако и тут не было однозначно доказано, что именно этот распад ведет к образованию Fm^{250} , распадающегося затем с периодом полураспада 30 мин с испусканием α -частиц с энергией 7,43 Мэв. Между тем прямое доказательство могло быть получено, если бы отмечались моменты испускания каждой α -частицы с энергиями 8,3 и 7,43 Мэв, а затем сопоставлялись средние продолжительности интервалов времени: \bar{t}_{AA} между двумя соседними α -частицами с энергией 7,43 Мэв и \bar{t}_{xA} — между α -частицами с энергией 8,3 и 7,43 Мэв. При независимости распадов с испусканием обоих сортов α -частиц должно выполняться равенство $\bar{t}_{AA} = \bar{t}_{xA}$, если же распад с испусканием α -частицы с энергией 8,3 Мэв влечет за собой испускание α -частицы с энергией 7,43 Мэв, что и должно происходить в цепи

$102^{254} \xrightarrow[8,3 \text{ Мэв}]{\alpha} \text{Fm}^{250} \xrightarrow[7,43 \text{ Мэв}]{\alpha} \text{Cf}^{246}$, то будет наблюдаться

неравенство $\bar{t}_{AA} > \bar{t}_{xA}$. Такая связь двух α -распадов или α -распада с последующим иным видом радиоактивного превращения легко поддается количественному описанию и может быть использована для строгой идентификации новых изотопов путем их «привязки» к уже известным.

Метод длительного нейтронного облучения с последующим β -распадом тоже имеет на своем счету открытие

двух новых элементов: нейтуния (при облучении урана) и америция (при облучении плутония). Этим способом было впервые получено много новых в основном β -активных изотопов заурановых элементов. Однако в дальнейшем вряд ли можно рассчитывать на то, что этот путь приведет к открытию новых элементов. Главная задача длительного нейтронного облучения заурановых элементов в ядерных реакторах — это накопление относительно больших, вполне весомых количеств уже известных изотопов для подробного исследования их физических и химических свойств, а также использования в качестве мишеней для облучения нейтронами ядерных взрывов или на ускорителе — многозарядными тяжелыми ионами и другими заряженными частицами. Вместе с тем нейтронное облучение может дать ряд пока еще неизвестных нейтроноизбыточных изотопов заурановых элементов, обладающих достаточно большими периодами полураспада. Часть возможных реакций радиационного захвата нейтронов, чередующихся при облучении в реакторах с β -распадом, показана горизонтальными и вертикальными линиями на рис. 67, а также представлена на рис. 69.

В тех случаях, когда нельзя полностью пренебречь захватом или β -распадом, на рис. 67 приводятся разветвления, причем более вероятный путь превращения показан сплошной линией, а менее вероятный — пунктиром. При облучении Pu^{239} могут образоваться изотопы плутония с массовыми числами $A \geq 240$, америция — начиная с $A=241$, кюрия — от $A=242$. Минимальные массовые числа изотопов последующих элементов в цепях нейтронного облучения таковы:

Элемент	Bk	Cf	Es	Fm	Md	102	Lw
$A_{\text{мин}}$	249	249	253	254	259	260	265
Элемент	104	105	106	107	108	109	110
$A_{\text{мин}}$	266	271	272	279	280	285	286

Соответствующие разветвления на рис. 67 не показаны, так как трудно сделать определенные предположения о характере конкуренции радиационного захвата, β -распада и других превращений. В принципе получение новых элементов при стационарном облучении нейтронами в ядерных реакторах требует поглощения меньшего числа нейтронов, т. е. начинается при меньших A , чем при им-

	239	240	241	242	243	244	245	246	247	248	249	250	251	252	253	254	
Pu	$\sigma_{ny} = 315$ $\sigma_{дел} = 745$	$\sigma_{ny} = 530$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 390$ $\sigma_{дел} = 1010$ $\beta \sim 13 \text{ лет}$	$\sigma_{ny} = 19$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 100$ $\sigma_{дел} = 200$ $\beta \sim 5 \text{ ч}$												
Am			$\sigma_{ny} = 750$ $\sigma_{дел} = 2500$ $50(100 \text{ л})$ $\sigma_{дел} \approx 3$	Основной $\sigma_{ny} = 2500$ $\beta \sim 15 \text{ ч}$ Азотиров $\sigma_{дел} = 6400$ $\beta \sim 100 \text{ лет}$	$\sigma_{ny} = 110$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 3000$ $\sigma_{дел} = 2000$ $\beta \sim 10 \text{ ч}$											
Cm				$\sigma_{ny} = 20$ $\sigma_{дел} < 5$	$\sigma_{ny} = 250$ $\sigma_{дел} = 700$	$\sigma_{ny} = 30$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 150$ $\sigma_{дел} = 2000$	$\sigma_{ny} = 15$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 200$ $\sigma_{дел} = 200$	$\sigma_{ny} \approx 2$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 3000$ $\sigma_{дел} = 0$ $\beta \sim 64 \text{ мин}$	$\sigma_{ny} = ?$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = ?$ $\sigma_{дел} = 0$ $\beta \sim ?$				
Bk											$\sigma_{ny} = 800$ $\sigma_{дел} = 0$ $\beta \sim 314 \text{ дней}$	$\sigma_{ny} = 5000$ $\sigma_{дел} = 2000$ $\beta \sim 193 \text{ мин}$	$\sigma_{ny} = ?$ $\sigma_{дел} = 0$ $\beta \sim ?$				
Cf											$\sigma_{ny} = 270$ $\sigma_{дел} = 630$	$\sigma_{ny} = 1330$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 500$ $\sigma_{дел} = 3300$	$\sigma_{ny} = 9$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 2$ $\sigma_{дел} = 0$ $\beta \sim 19 \text{ дней}$	$\sigma_{ny} = 2$ $\sigma_{дел} = 0$	
Es															$\sigma_{ny} = 7(480 \text{ дней})$ $250(38 \text{ ч})$ $\sigma_{дел} = 0$	$\sigma_{ny} = 40$ $\sigma_{дел} = 2000$ $\beta \sim 38 \text{ ч}$	
Fm																$\sigma_{ny} = 100$ $\sigma_{дел} = 0$	

Рис. 69. Пути превращения и свойства промежуточных изотопов при получении далеких зауроновых элементов длительным облучением Pu²³⁹ в ядерных реакторах.

пульсном облучении нейтронами при ядерных взрывах. Так, например, образование изотопов фермия при ядерных взрывах возможно, как это видно из рис. 67, лишь начиная с Fm^{255} , тогда как при длительном облучении последовательность превращений $\text{Es}^{253} (n\gamma) \text{Es}^{254} (\beta) \text{Fm}^{254}$ может дать и Fm^{254} . Аналогично этому изотопы 102^{260} , 104^{266} , 106^{272} , 108^{280} и 110^{286} не могут быть получены при взрывах, а при длительном нейтронном облучении их образование принципиально возможно.

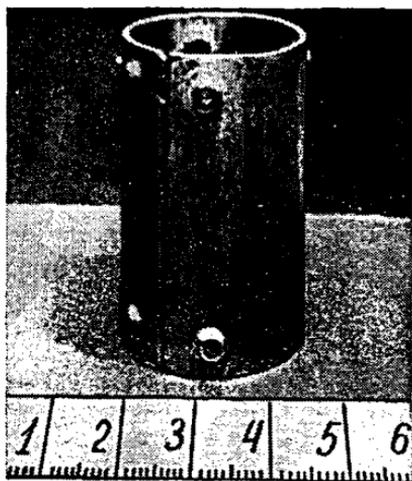
Однако эти преимущества длительного нейтронного облучения вряд ли могут быть реализованы на практике. Уже изотопы Fm^{256} и Fm^{258} с гораздо большей вероятностью испытывают спонтанное деление, чем захватывают нейтроны. В наиболее мощных современных реакторах при потоке нейтронов $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ лишь около 0,15% Fm^{256} и 0,06% Fm^{258} дадут продолжение цепей радиационного захвата. Но камнем преткновения при любых вариантах теоретических предсказаний скорости спонтанного деления должен оказаться элемент 102, а именно — изотопы 102^{260} , 102^{262} и, наконец, 102^{264} с полупериодами спонтанного деления от 0,01 до 100 сек (см. рис. 68). Даже при $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ доля ядер этих изотопов, успевающих захватить следующий нейтрон, будет составлять примерно 10^{-5} — 10^{-9} . Таким образом, этими изотопами должны завершиться цепи $n\gamma$ -захватов и β -распадов, а потому длительное нейтронное облучение не позволит продвинуться дальше элемента 102.

Нынешняя программа накопления на реакторах изотопов заурановых элементов ориентирована главным образом на получение Cf^{252} — мощного источника нейтронов, играющего важную роль в работах по физике деления. Программа эта сводится к трем основным этапам. На первом этапе довольно большие количества Pu^{239} (10—20 кг) подвергаются облучению в реакторах с потоком нейтронов $\Pi \approx 10^{14} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$. Использование более мощных реакторов на этой стадии нецелесообразно из-за трудностей с отводом тепла, выделяющегося при делении Pu^{239} и Pu^{241} . По этим же причинам образцы плутония, используемые для облучения в реакторах, выполняются в виде «салфеточного кольца», которое охлаждается изнутри и снаружи (рис. 70). Кривые накопления различных изотопов при облучении Pu^{239} и Am^{241} показаны на рис. 71—72.

Для дальнейшего облучения в целях накопления далеких трансплутониевых элементов используются такие «полупродукты», как Pu^{242} и Cm^{244} . Как видно из сравнения рис. 71 и 72, выход этих изотопов повышается при переходе от Pu^{239} к Am^{241} , а время достижения их максимальных выходов при этом падает. Однако плутоний значительно доступнее америция в качестве исходной мишени, поскольку для крупномасштабного накопления трансплутониевых элементов нужны по крайней мере килограммы исходных изотопов. Облучение 10 кг Pu^{239} позволяет получить за год около полукилограмма Pu^{242} и за два-три года — около 200 г Cm^{244} . После отделения и очистки эти изотопы должны подвергнуться дальнейшему облучению в наиболее мощных из ныне существующих реакторов при $\text{P} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$. Накопление разных изотопов при облучении таким потоком нейтронов Pu^{242} и Cm^{244} показано на рис. 73 и 74. Одним из наиболее интересных продуктов этого облучения является изотоп Cf^{252} , который может быть затем выделен и использован для накопления более далеких трансплутониевых элементов (рис. 75)*.

Программа накопления трансплутониевых элементов на реакторах США предусматривает получение Cf^{252} указанным способом примерно 1 мг в 1965 г., 100 мг — в 1966 г., первого грамма — к 1968 г. и по 1 г ежегодно, начиная с 1969 г. Для экспериментов с такими количествами

Рис. 70. «Салфеточное кольцо» из плутония, облучаемое в реакторе с целью накопления трансплутониевых элементов. Под кольцом показана сантиметровая шкала.



* Рисунки 71—75 взяты из работы J. Milsted et al. ANL-6756, 1963, August.

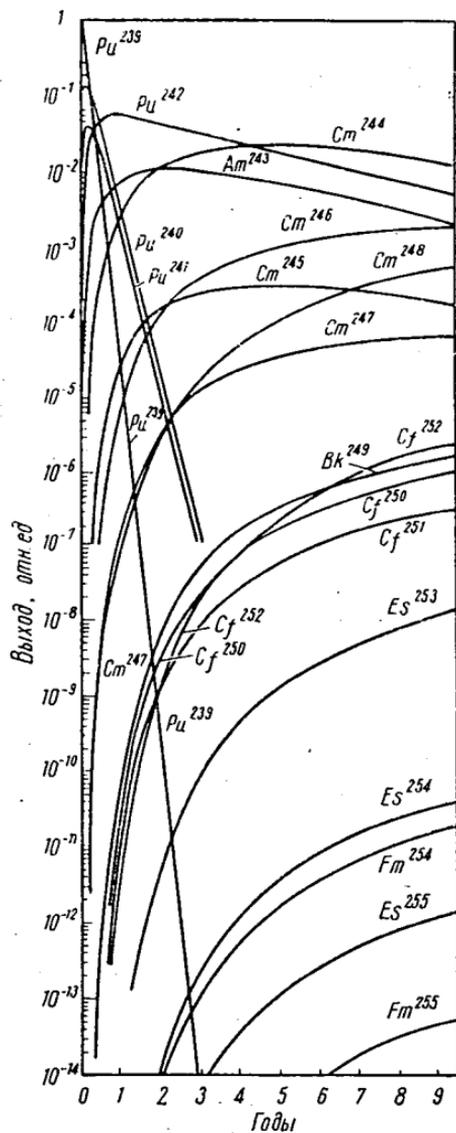


Рис. 71. Кривые накопления разных изотопов при длительном облучении Pu^{239} потоком тепловых нейтронов $\Pi = 3 \cdot 10^{14}$ $1/cm^2 \cdot сек.$

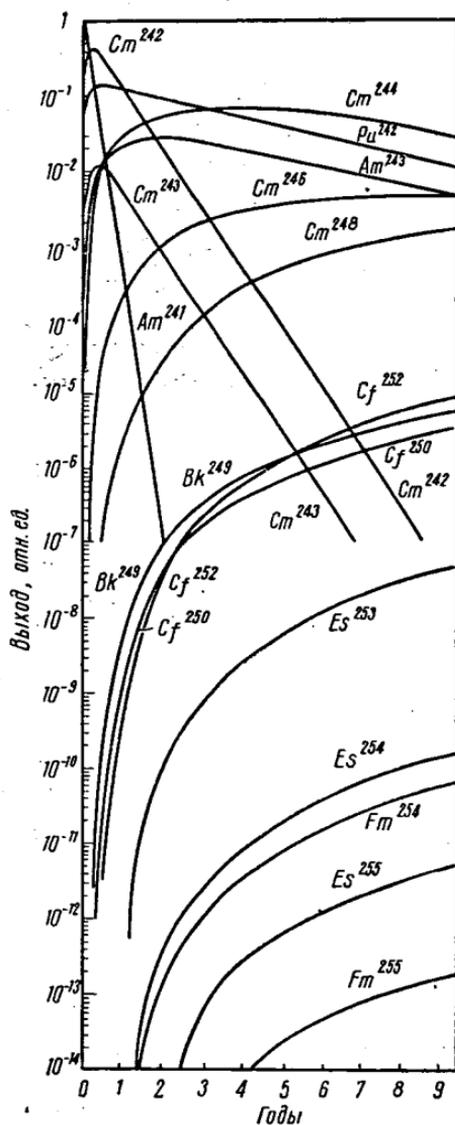


Рис. 72. Кривые накопления разных изотопов при длительном облучении Am^{241} потоком тепловых нейтронов $\Pi = 3 \cdot 10^{14}$ $1/cm^2 \cdot сек.$

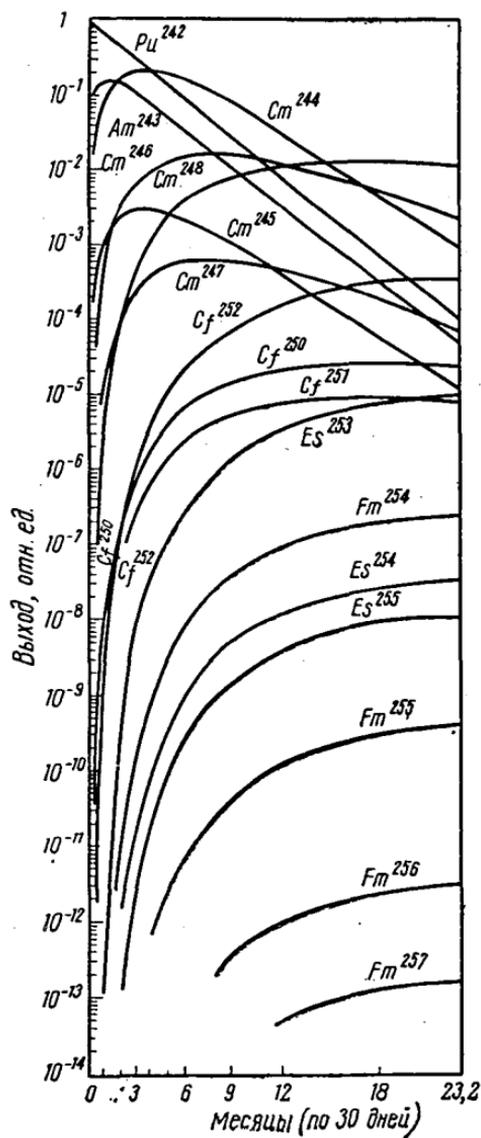


Рис. 73. Кривые накопления разных изотопов при длительном облучении Pu^{242} потоком тепловых нейтронов $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$.

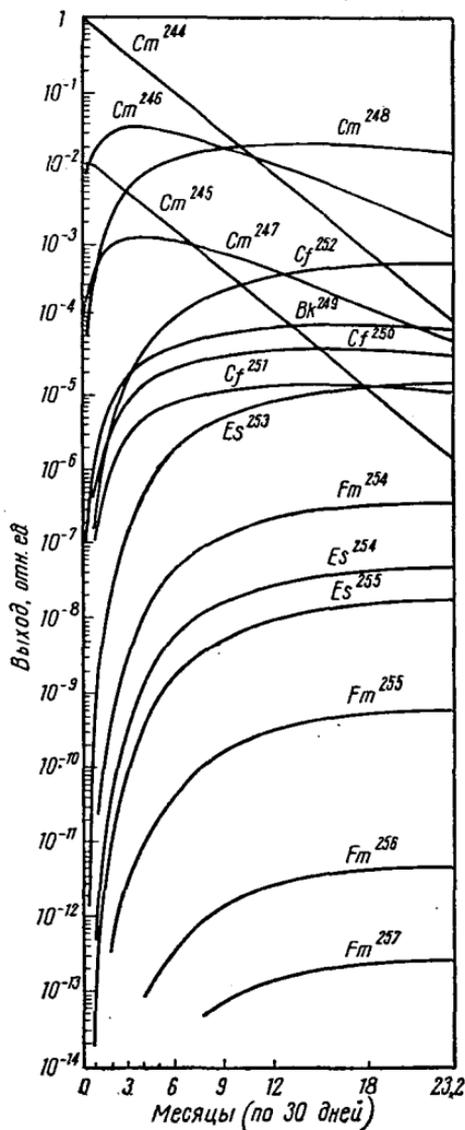


Рис. 74. Кривые накопления разных изотопов при длительном облучении Cm^{244} потоком тепловых нейтронов $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^2 \cdot \text{сек.}$

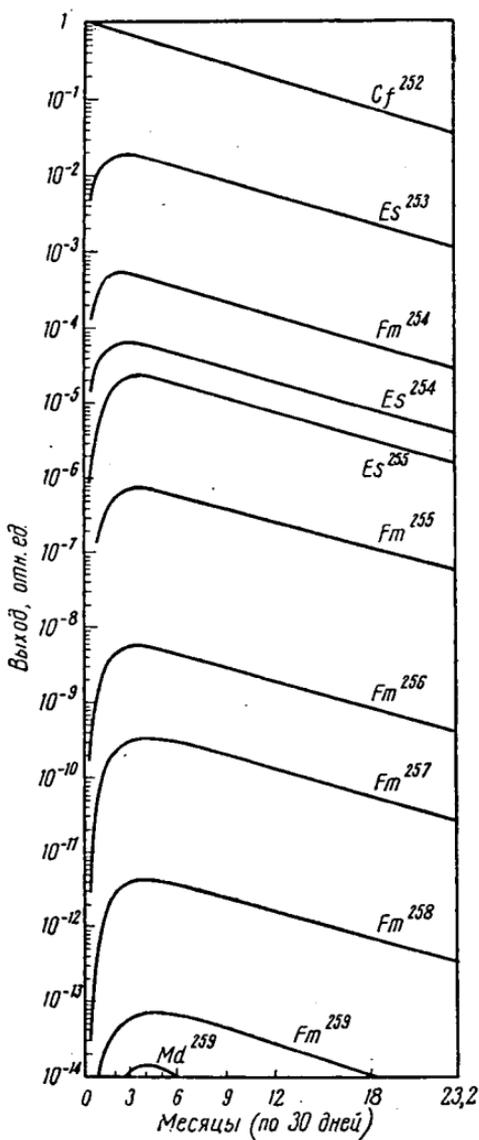


Рис. 75. Кривые накопления разных изотопов при длительном облучении Cf^{252} потоком тепловых нейтронов $\Pi = 5 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^2 \cdot \text{сек}$.

вами Cf^{252} создаются специальные горячие лаборатории. Подсчитаем, во что должен обойтись 1 г Cf^{252} . Сопоставляя рис. 71 и 73, мы видим, что лишь около 0,002% Pu^{239} превращается в Cf^{252} , т. е. 1 г Cf^{252} получается из 50 кг плутония. Кроме того, реактор с максимальным потоком тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{15} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ (тепловая мощность около 100 тыс. кВт) ежедневно сжигает более 100 г U^{235} , так что даже при установившемся уровне производства Cf^{252} 1 г в год надо прибавить к 50 кг плутония еще свыше 40 кг ядерного горючего, расходуемого в реакторе; 100 кг ядерного горючего ради 1 г изотопа Cf^{252} ! А ведь мы не учли еще стоимости всех радиохимических процедур, да и того, что горючее нельзя выжигать в реакторе сполна, так что количество использованного горючего значительно больше, чем сгорающего.

Правда, наряду с Cf^{252} получаются и другие изотопы, представляющие научный интерес. Однако при реакторном пути получения многие наиболее долгопериодные изотопы образуются в относительно малых количествах. Так, изотопы кюрия и калифорния — Cm^{247} и Cf^{251} , будучи нечетными (и именно потому долгопериодными), особенно энергично поглощают нейтроны, так что их стационарная концентрация оказывается гораздо меньше, чем для соседних (как более легких, так и более тяжелых) четно-четных изотопов.

Последний путь получения трансплутониевых элементов — импульсное облучение урана мощными, но весьма кратковременными нейтронными потоками в подземных ядерных или термоядерных взрывах с последующим собиранием и химическим разделением продуктов этих взрывов. Путь синтеза различных изотопов в таких условиях показан на рис. 67 — переход по горизонтальной линии к изотопам урана с чрезвычайно сильным избытком числа нейтронов и последующие цепочки β -распада.

В отличие от реакторного и тем более тяжелоионного вариантов в данном случае промежуточные изотопы обладают гораздо меньшими значениями Z^2/A , поэтому опасность спонтанного деления по пути должна уменьшиться. Одно время это положение было под сомнением, но сейчас после уточнения вопроса об ограниченности эффекта увеличения делимости ядер вблизи $N = 152$ можно твердо считать, что переход к нейтроноизбыточным

изотопам в общем помогает уйти от деления. Желание уйти от деления определяет и выбор в качестве исходного изотопа при импульсном нейтронном облучении U^{238} , а не Pu^{239} . Напомним, что лишь на пути от Pu^{239} к Pu^{242} делится более 90% исходных ядер.

Что же происходит за короткое время ядерного взрыва? Как, например, при термоядерном взрыве «Майк» возникали изотопы U^{253} или U^{255} , β -распад которых обеспечил затем образование эйнштейния и фермия?

Запалом при осуществленном в ноябре 1952 г. в атмосфере взрыве «Майк» служила плутониевая бомба, взрыв которой приводил к повышению температуры до 50—100 млн. градусов и поджигал термоядерную дейтериево-тритиевую смесь. При реакции $D+T \rightarrow n+He^4$ высвобождается энергия в 17,6 Мэв, причем 14 Мэв уносит вылетающий за пределы дейтериево-тритиевой плазмы нейтрон, а 3,6 Мэв — α -частица, передающая свою энергию плазме. Плазма при нормальной плотности жидкого водорода разогревается до десятков миллионов градусов, а при удесятеренной плотности до сотни миллионов градусов. Соответственно время протекания термоядерной реакции, быстро убывающее с ростом температуры, составляет 1—0,025 мксек. За это весьма короткое время огромное количество нейтронов с энергией 14 Мэв попадает в наружную урановую оболочку взрывного устройства и вызывает там деление ($n, 2n$)- и ($n, 3n$)-реакции.

Деление в наружной оболочке обеспечивает главную часть энерговыделения при взрыве. Каждый нейтрон с энергией 14 Мэв дает в среднем 2—3 вторичных нейтрона с энергией 1—2 Мэв, быстро падающей вследствие неупругого рассеяния до нескольких десятков килоэлектронвольт. По истечении долей микросекунды нейтроны с такой энергией захватываются ядрами урана. Легко понять, что вероятность захвата нейтрона за время взрыва, т. е. за все время (t) облучения урана мощным потоком нейтронов (Π), определяется безразмерным произведением

$$\sigma \Pi t = \sigma n v t,$$

где n — плотность нейтронов, $1/cm^3$; v — их скорость, cm/sec . При этом чем большее число нейтронов должно захватиться за время взрыва, тем сильнее зави-

симось вероятности такого многократного захвата от nvt^1/cm^2 — интегрального потока нейтронов во взрыве. Поэтому увеличение произведения nvt (величина σ задана энергией нейтронов) играет решающую роль в получении далеких заурановых элементов при взрыве. Поскольку $n = \frac{N^2}{V}$, где N — полное число испускаемых при взрыве нейтронов, а V — эффективный объем, в котором они поглощаются, то величина nvt может быть повышена либо увеличением мощности взрыва (рост N), либо увеличением компактности взрывного устройства (уменьшение V), либо, наконец, удлинением времени t удержания этого устройства, предотвращением его преждевременного разлета.

Взрыву мощностью в 1000 кг тротилового эквивалента отвечает $N \approx 1,2 \cdot 10^{23}$. Мощность взрыва «Майк» равнялась примерно 14 Мт, т. е. $N \approx 4 \cdot 10^{27}$. Энергию нейтронов, захватываемых ядрами урана во взрывных условиях, можно принять равной ~ 25 кэв, что отвечает $v = 2,2 \cdot 10^8$ см/сек. Время облучения урана во взрыве «Майк» исчислялось долями микросекунды, а эффективный объем был весьма велик — тысячи литров. В результате, несмотря на большую мощность взрыва, интегральный поток нейтронов был равен $nvt \approx 3 \cdot 10^{24}$ 1/см², т. е. тому же значению, которое было получено в ноябре 1962 г. в подземном взрыве «Анакстия» мощностью всего в 10 000 т.

В проектируемом в США взрыве «Коуч» в соляных коях предполагаемое значение $nvt \approx 1,8 \cdot 10^{25}$ 1/см² при мощности взрыва 10 000 т, что отвечает $t = 1,4$ мксек при $v = 50$ см³. Такое шестикратное увеличение значения nvt решительно меняет массовый спектр заурановых элементов — продуктов взрыва.

Результаты взрывов «Майк» и «Анакстия» сопоставлялись с расчетами, в которых учитывались всевозможные пути образования и распада разных изотопов в ходе облучения и в первую очередь радиационный захват нейтронов. При этом предполагалось, что сечение захвата нейтрона пропорционально энергии его связи и для изотопов урана с нечетными N равно

$$[\sigma_{n,\gamma}(E)]_{N_{\text{нечет}}} = \frac{B_{N_{\text{нечет}}}}{B_{U^{235}}} [\sigma_{n,\gamma}(E)]_{U^{235}},$$

а для изотопов урана с четными N

$$[\sigma_{n,\gamma}(E)]_{N_{\text{чет}}} = \frac{B_{N_{\text{чет}}}}{B_{U^{238}}} [\sigma_{n,\gamma}(E)]_{U^{238}},$$

где B — энергия связи присоединяемого нейтрона в данном изотопе (U^{235} и U^{238}). Таким образом, U^{235} и U^{238} использовались как стандарты для определения сечений захвата нейтронов нечетными и четными изотопами урана, величины же энергий связи были взяты из упоминавшихся в табл. 23 расчетов Камерона: $B_{N_{\text{нечет}}}$ убывает от 6,5 (присоединение нейтрона к U^{235}) до 3,2 Мэв ($n + U^{267}$), а $B_{N_{\text{чет}}}$ — от 4,8 ($n + U^{238}$) до 2,2 Мэв ($n + U^{268}$). Результаты расчетов для $nvt = 1,2 \cdot 10^{24}$ 1/см², основанных на таких простых предположениях, оказались во вполне удовлетворительном согласии с данными анализа продуктов взрывов «Майк» и «Анакостиа» (см. рис. 49). Такое согласие повышает надежность расчетов ожидаемых результатов взрыва «Коуч» (рис. 76).

Очевидно резкое изменение вида массового спектра продуктов взрыва — изотопов заурановых элементов. Если в предыдущих взрывах при $nvt \approx 1,2 \cdot 10^{24}$ 1/см² наблюдалось плавное убывание выхода с увеличением A (примерно в 5,8 раза на единицу массового числа), то при $nvt \approx 1,8 \cdot 10^{25}$ 1/см² кривая выхода уже характеризуется наличием довольно широкого максимума при $A = 244 \div 250$. Заметим, что здесь, как и при облучении на реакторах, выход четных изотопов оказывается несколько больше, чем нечетных, но разница в этих выходах в условиях взрыва гораздо слабее, чем при длительном нейтронном облучении.

Коэффициент превращения исходной мишени в изотопы далеких заурановых элементов при взрыве с $nvt \approx 1,8 \cdot 10^{25}$ 1/см² благодаря отсутствию деления по пути оказывается во многие десятки или даже сотни раз больше, чем для стационарного облучения в реакторе. Для получения граммов калифорния в данном случае теоретически надо затратить лишь то количество plutония, которое нужно для взрыва мощностью около 10 000 т, г. е. около килограмма Pu²³⁹. К тому же продукты захвата нейтронов получают весьма быстро, без многолетнего облучения в реакторах. Однако все эти соображения

носят лишь весьма условный характер. Для того чтобы полностью собрать продукты взрыва, необходимо было бы многократно промыть полость, образующуюся при взрыве в соляном пласте, объемом около 60 тыс. кубометров, которая наполнена примерно наполовину битой

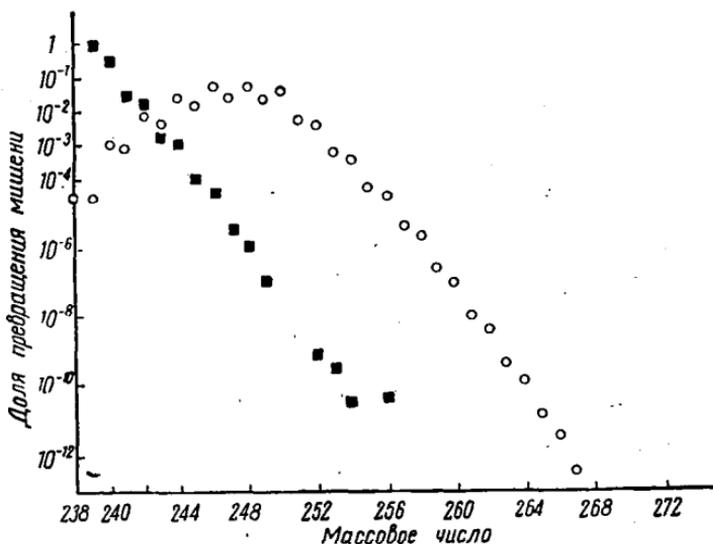


Рис. 76. Массовый спектр изотопов заурановых элементов — продуктов ядерных взрывов:

■ — данные взрыва «Майк» ($\rho vt = 1,2 \cdot 10^{24}$ $1/\text{см}^2$); ○ — расчетные данные для взрыва «Коуч» ($\rho vt = 1,2 \cdot 10^{25}$ $1/\text{см}^2$).

и плавленной солью и содержит наряду с изотопами заурановых элементов гораздо большие активности осколков деления. Затем надо выделить заурановые продукты взрыва.

Значительно проще выделить какие-то микропробы, чтобы обнаружить среди продуктов взрыва следы новых изотопов и элементов, но и здесь возникают существенные трудности. Чтобы понять их, обратимся вновь к рис. 67. Казалось бы, уже при $A=267$ появляется возможность обнаружить в продуктах взрыва элемент 104, при $A=271$ — элемент 105, при $A=275$ — элемент 106 и т. д. К тому же и выход этих элементов будет не так уже мал: согласно рис. 76, в продуктах взрыва с

$nvt \approx 1,8 \cdot 10^{25} \text{ л/см}^2$ можно ожидать образования около 10^{-9} г элемента 104^{267} , а для выделения тысячи атомов этого изотопа понадобится собрать менее миллиардной части всех продуктов взрыва. Однако для ответа на вопрос, сколь реально обнаружение новых элементов в продуктах ядерных взрывов, решающую роль играет быстрота извлечения продуктов взрыва. Предположим, что минимальное время от момента взрыва до того, как удастся выделить его продукты, составляет около суток, т. е. 10^5 сек . Тогда, чтобы фактически получить последние члены рядов β -распада изотопов с данным A , необходимо выполнение трех условий. Во-первых, период полураспада хотя бы для одного из актов β -распада в ряду должен быть не меньше 10^5 сек . (Изотопы, для которых ожидаются столь большие полупериоды β -распада, отмечены на рис. 67 кружками.)

Во-вторых, если первое условие не выполнено, то периоды полураспада последних членов ряда относительно α -распада и спонтанного деления должны превышать 10^5 сек . Невыполнение второго условия показано на рис. 67 стрелками: диагональные большие стрелки иллюстрируют быстрый α -распад, а маленькие стрелки — быстрое спонтанное деление заключительных членов рядов β -распада. Обозначение стрелки α -распада пунктиром означает, что оценочный полупериод α -распада, хотя и меньше 10^5 сек , близок к этой величине, так что здесь можно надеяться «ухватить» α -активный изотоп.

Третье условие состоит в том, чтобы на всем пути от исходного тяжелого изотопа урана до заключительного β -стабильного изотопа (они отмечены на рис. 67 треугольниками) β -распад был-преобладающим видом радиоактивности и чтобы не было ни α -распадов, ни спонтанного деления с очень малыми полупериодами. Все расчеты энергии α -распада, в том числе и учитывающие роль заполнения нейтронной оболочки при $N=184$, позволяют гарантировать выполнение этого условия для α -распада. Сложнее обстоит дело со спонтанным делением. Его ускорение должно быть особенно существенно при $N=186 \div 192$. Чтобы определить, сколь сильным может быть здесь такое ускорение, надо сопоставить предсказания капельной модели с наблюдаемыми периодами полураспада ряда ядер вблизи $N=152$. Для подобных оценок можно использовать и тот факт, что это ускорение

недостаточно, чтобы вызвать наблюдаемое деление даже четно-четных ядер в окрестностях $N=126$. В результате оказывается, что лишь для шести отмеченных на рис. 67 крестиками ядер при $A=286, 288$ и 290 можно опасаться невыполнения обсуждаемого условия.

Подводя итоги, можно сказать, что более или менее надежной или, лучше сказать, не совсем безнадежной представляется перспектива получения в ядерных взрывах изотопов, приведенных в табл. 26. Приведем минимальное число нейтронов $N_{\text{мин}}$, которые должны поглотить ядра U^{238} , чтобы могла идти речь о получении различных заактинидных элементов в условиях ядерного взрыва.

$Z=103$	104	105	106	107	108	109	110
$N_{\text{мин}}=27$	29	33	38	41	43	47	49

Т а б л и ц а 26

Изотопы, получение которых при ядерных взрывах не исключено

Массовое число	Элементы	Массовое число	Элементы
256—258	Fm	277?	106
259	Fm, Md	278?	106
260	Fm	279?	106, 107
261	Md, 102	280	106
262	Fm, Md? 102	281?	107, 108
265	102, Lw	282	106, 107? 108?
266?	102	283?	108
267	Lw, 104?	284?	106, 107? 108?
269	104	285	108, 109?
271	104, 105	286?	108
272?	104	287	108, 109? 110?
273?	105	288?	108, 109? 110?
274	104	289	109, 110?
276	104, 105, 106	290?	108, 109? 110?

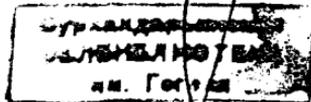
Само собой разумеется, что если пробы продуктов взрыва исследовать раньше, чем через сутки, вероятность обнаружения заактинидных элементов повысится; напротив, удлинение промежутка времени от момента взрыва до анализа его продуктов резко сократит приведенный перечень изотопов. Ясно и то, что перспективы обнаружения далеких заактинидных элементов в значительной степени зависят от интегрального потока нейтронов nvt .

Итак, до настоящего времени опробованы три основных пути получения новых трансплутониевых элементов: ядерные реакции под действием тяжелых многозарядных ионов, длительное нейтронное облучение в мощных ядерных реакторах, кратковременное облучение чрезвычайно интенсивными потоками нейтронов при ядерных взрывах. Не приходится сомневаться в том, что заактинидные элементы будут открыты и что изучение их физических и химических свойств существенно расширит наши представления о строении вещества.

ЛИТЕРАТУРА

- Актиниды. Под ред. Г. Сиборга и Дж. Каца. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
- Бреслер С. Е. Радиоактивные элементы. Изд. 3-е. М., Гостехтеоретиздат, 1957.
- Вдовенко В. М. Химия урана и трансурановых элементов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1960.
- Гайсинский М. Ядерная химия и ее приложения. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
- Гольданский В. И., Лейкин Е. М. Превращения атомных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
- Даусон Д., Лонг Г. Химия в ядерной энергетике. М., Госатомиздат, 1962.
- Лаврухина А. К. Успехи ядерной химии. М., Изд-во АН СССР, 1959.
- Лаврухина А. К., Золотов Ю. А. Трансурановые элементы. М., Изд-во АН СССР, 1958.
- Мурин А. Н., Нефедов В. Д., Рюхин Ю. А., Торопова М. А. Технеций — элемент 43. «Усп. химии», 30, 274 (1961).
- Новая химия. Пер. с англ. под ред. И. В. Петрянова. М., Изд-во АН СССР, 1959.
- Раст Р., Краккай Т. Химия трансурановых элементов и актинидная теория. «Усп. химии», 22, 583 (1953).
- Сиборг Г. Т., Вэлленс Э. Г. Элементы вселенной. М., Физматгиз, 1962.
- Спицын В. И., Кузина А. Ф. Технеций. Первый искусственный элемент «Природа», № 3, 59 (1964).
- Трифонов Д. Н. Элемент 61, его прошлое, настоящее и будущее. М., Атомиздат, 1960.
- Трифонов Д. Н. Элементы с необычной судьбой. Технеций, аста-тин, франций. М., Госатомиздат, 1961.
- Флеров Г. Н., Донец Е. Д., Друин В. А. Спонтанное деление и синтез далеких трансурановых элементов. «Атомная энергия», 14, 1, 18 (1963).
- Хайд И. Радиохимия франция и тория. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
- Хайд И., Сиборг Г. Трансурановые элементы. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
- Anders E. Technetium and Astatine Chemistry. Annual Rev. Nucl. Sci., 9, 203 (1959).

- Ghiorso A., Seaborg G. T. *Scient. Amer.*, **195**, 6, 67 (1956).
- Haissinsky M. *Nouveau Traité de Chimie Minéral P. (Pascal)*,
Tome XV. 3^e fascicule, Masson et C^{ie}, Paris, 1962, p. 211, 325,
935.
- Haissinsky M. *La Fin du Tableau Périodique des Éléments
Chimiques. ICSU Review*, **3**, 3, 119 (1961).
- Hyde E. K. *The Radioactive Decay of the Isotopes of the Trans-
uranium Elements. UCRL-9148*, Jan. 1961.
- Hyde E. K. *A Review of Nuclear Fission — Fission Phenomena at
Low Energy. UCRL-9036*, Apr. 1962.
- Perlman I., Seaborg G. T. *Scient. Amer.*, **182**, 4, 38 (1950)
- Seaborg G. T. *Nobel Lecture, Stockholm, 1952.*
- Seaborg G. T. *The Transuranium Elements. Yale University Press;
Addison-Wesley Publishing Co, Inc., 1958.*
- Seaborg G. T. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **45**, 471 (1959)
- Seaborg G. T. *Nucl. Sci. Engng*, **9**, 475 (1961).
- Seaborg G. T. *Phys. Today*. Aug. 1962, p. 19-30.
- Seaborg G. T. *Man-Made Transuranium Elements. Prentice
Hall, Inc., 1963.*
- Seaborg G. T., Fritsch A. B. *Scient. Amer.* **208**, 4, 68 (1963).
- Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T. *Table of
Isotopes. Rev. Mod. Phys.*, **30**, No. 2b (1958).



175329

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие к третьему изданию	3
Введение	5
Глава I. Основные представления о строении атомов	7
Порядковый номер элементов в периодической системе Д. И. Менделеева и планетарная модель атома	7
Строение электронных оболочек атомов и химические свойства элементов	13
Глава II. Основные характеристики атомных ядер и ядерных превращений	27
Атомные ядра	27
Радиоактивный распад атомных ядер	32
Ядерные модели	47
Ядерные реакции	61
Ускорители и ядерные реакторы — современные источники ядерных частиц	67
Глава III. Методы радиохимии и их применение	82
Изучение естественной радиоактивности. Основные методы радиохимии	83
Изучение искусственной радиоактивности	94
Микрометоды	96
Ионообменные методы в радиохимии	99
Специфические особенности работы с радиоактивными изото- пами	107
Глава IV. Заполнение периодической системы элементов Д. И. Менделеева	112
Элемент 43 — технеций	113
Элемент 61 — прометий	127
Элемент 85 — астат	131
Элемент 87 — франций	141
Глава V. Заурановые элементы	146
Введение	146
Элемент 93 — нептуний	153
Элемент 94 — плутоний	160
Элемент 95 — америций	172
Элемент 96 — кюрий	176
Элемент 97 — берклий	179

Элемент 98 — калифорний	183
Элементы 99 и 100 — эйнштейний и фермий	196
Элемент 101 — менделевий	201
Элемент 102	204
Элемент 103 — лоуренсий	211
Место заурановых элементов в периодической системе Д. И. Менделеева	213
Радиоактивный распад изотопов заурановых элементов. Где предел числа элементов?	226
Основные характеристики взаимодействия нейтронов с ядрами изотопов заурановых элементов	248
Пути получения изотопов заактинидных элементов	255
Литература	277

Гольданский
Виталий Иосифович

**НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ
В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ
Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

Тематический план 1964 г. № 77

Редактор Т. П. Калюжная

Переплет художника Ю. К. Мосеева

Художественный редактор А. С. Александров

Техн. редактор Е. И. Мазель

Корректор З. А. Авдюшева

Сдано в набор 22/IV 1964 г.

Подписано в печать 19/VI 1964 г.

Бумага 84×108/32. Физ. печ. л. 8,75. Привед. п. л. 14,61. Уч.-изд. л. 14,42.

Заказ изд. 906

Тираж 25 300

T-09917

Цена 58 к.

Атомиздат, Москва, Центр, ул. Кирова, 18.

Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати,
Хохловский пер., 7. Зак. 773