

Впервые опубликовано в «УФН»
в августе 1940 г.

ДЕЛЕНИЕ И ЦЕПНОЙ РАСПАД УРАНА

Я.Б. Зельдович, Ю.Б. Харитон

1. Основные явления. Тщательный радиохимический анализ радиоактивных элементов, образующихся в результате облучения урана и тория нейтронами, привел, как известно, Гана и Штрассмана [1] по уточнении ряда интересных особенностей, обнаруженных ими, Кюри и Савичем [2], к замечательному результату. Им удалось с несомненностью доказать, что одним из продуктов, получающихся при облучении урана нейтронами, является барий, в то время как согласно общепринятой к этому моменту схеме, предложенной Ферми с сотрудниками [3], в этих условиях должны были получаться трансураны.

Исходя из описанных в указанных работах фактов, Мейтнер и Фриш [4] высказали предположение, что в результате захвата нейтрона ядром урана или тория происходит не испускание β -частицы, как полагал Ферми [3], но деление (или развал) составного ядра на две примерно одинаковые части. Механизм деления они, на основе боровской теории тяжелых ядер [5], представляют себе следующим образом. Поверхностная энергия [6] тяжелых ядер благодаря большому заряду будет, как показывает грубо приближенный расчет, весьма невелика. Поэтому возможно, что ядро урана мало устойчиво по отношению к изменениям формы, и в результате возникновения колебаний ядра, возбужденных при захвате нейтрона, оно может распасться на два ядра примерно одинакового размера. Электростатическое отталкивание этих двух ядер обусловит сообщение им кинетической энергии порядка 200 МэВ. Величина такого же порядка может быть получена, если использовать для расчета значения дефектов масс урана и элементов из средней части периодической системы.

Экспериментальное подтверждение этого предположения было опубликовано Фришем [7] в английском журнале «Природа» от 18/II 1939 г. (заметка — письмо редактору — датирована 16/I). В ионизационной камере, покрытой внутри слоем урана и

облучаемой нейтронами от радий-бериллиевого источника в 300 мКи, появлялись мощные ионизационные толчки. Линейный усилитель, присоединенный к камере, в свою очередь присоединялся к тиратрону, отрегулированному так, что он отвечал только на толчки, соответствующие не меньше, чем $5 \cdot 10^5$ парам ионов. Когда источник помещался на расстоянии 1 см от камеры, число толчков составляло около 15 за 1 мин.

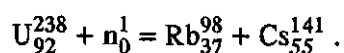
Окружение парафином источника нейтронов, помещенного на расстоянии 4 см от камеры, увеличивало эффект вдвое.

Меняя регулировку тиратрона, можно было установить, что наибольшие толчки соответствовали примерно двум миллионам пар ионов, при длине пути ионизирующей частицы, эквивалентной не более 0,8 см воздуха. Принимая разумное соотношение между атомным весом и эффективным зарядом, из этих чисел для атомного веса осколка получается значение не менее 70.

С торием были получены сходные результаты. В этом случае, однако, окружение парафином не давало увеличения эффекта, а, наоборот, слегка уменьшало его.

Фриш отмечает еще один, предложенный Мейтнер эксперимент, который предполагалось осуществить в ближайшее время: на металлической пластинке, помещенной перед слоем урана, бомбардируемого нейтронами, должен получаться активный осадок легких атомов, образующихся при делении урана.

Практически одновременно с работами Мейтнер и Фриша появилась сходная по содержанию работа Жолио [8]. Эта работа была доложена на заседании французской Академии наук 30/I 1939 г. Аргументация исходит из тех же экспериментальных фактов. Жолио приводит следующую возможную схему деления:



Из осколков, имеющих значительный избыток нейтронов по сравнению со стабильными ядрами того же атомного номера, в результате ряда β -испусканий в качестве конечных продуктов можно ожидать возникновения Pr_{59}^{141} и Mo_{42}^{98} .

Эксперимент Жолио был осуществлен следующим образом. Источник нейтронов (700 мКи радона с бериллием) помещался внутри латунного цилиндра диаметром 20 мм и высотой 5 см; на внешнюю поверхность цилиндра наносился слой окиси урана. Все это помещалось в бакелитовый цилиндр с внутренним диаметром 26 мм. При раздельном помещении внутри бакелитового цилиндра источника нейтронов или цилиндра, покрытого окисью урана, на поверхности (конечно, внутренней) бакелита не обнаруживалось никакой активности. Совместное же их действие имело следствием появление активности на бакелите. Помещая между поверхностями латуни и бакелита слои слюды с различной задерживающей силой, можно было убедиться, что пробег в воздухе выбрасываемых из урана частиц был около 3 см.

Зная количество окиси урана, нанесенной на латунный цилиндр, интенсивность источника нейтронов и величину появляющейся на бакелите активности, можно было оценить эффективное сечение ядра урана для нейтронов, вызывающих процесс деления. Оно оказалось порядка 10^{-25} см^2 .

Сходные явления Жолио наблюдал и в случае тория. Деление тяжелых ядер при нейтронном облучении подтвердили также Енчке и Пранкль [9], Дросте [10] и Тибо и Мусса [11].

Следует отметить, что на возможность деления тяжелых ядер указывала, на основе общих соображений об устойчивости различных ядер, Ида Ноддак [12] еще в 1934 г. Однако ее замечание осталось незамеченным, никто из экспериментаторов не попытался, а если кто-нибудь пытался, то, по-видимому, без успеха, найти предсказанное ею явление.

Бор, находившийся в начале 1939 г. в Америке, был извещен по телефону о предложенной Мейтнер и Фришем интерпретации данных опытов Гана-Штрассмана и ознакомил с этой идеей американских физиков. В течение нескольких дней в ряде американских лабораторий, обладающих мощными источниками нейтронов, были проведены эксперименты, также подтвердившие гипотезу Мейтнер и Фриша и выявившие некоторые существенные детали явления.

Роберте, Мейер и Хафстад [13], работая с нейтронами из литиевой мишени, бомбардируемой ионами дейтерия с энергией 1 МэВ, и пользуясь для обнаружения продуктов распада ионизационной камерой, получили положительный результат для урана и тория; для висмута и свинца, таллия, ртути, золота,

олова и серебра эффект был по меньшей мере в тысячу раз слабее, чем для урана. При воздействии γ -лучей (3 мкА протонов с энергией 1 МэВ, бомбардировавших мишень, содержащую литий или фтор) деления не наблюдалось.

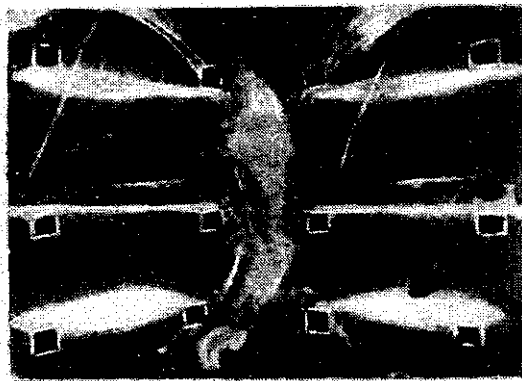
Окружая уран или торий парафином для замедления бомбардирующих нейтронов и применяя кадмиевый экран (поглощающий, как известно, медленные нейтроны) для исключения медленных нейтронов, Робертс, Мейер и Хафстад показали, что в случае урана деление может идти либо под действием быстрых нейтронов (с предельной энергией не менее 0,5 МэВ, но меньше 2,5 МэВ), либо под действием медленных нейтронов. В случае же тория только быстрые нейтроны могут вызвать распад.

Сходные результаты получили Фаулер и Додсон [14], а также Грин и Альварес [15]. Последние показали также, что между моментом попадания нейтронов в уран и моментом, когда происходит деление, проходит не свыше $3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Абельсон [16] показал, пользуясь химическими методами и анализом испускаемых рентгеновских лучей, что среди продуктов облучения урана нейтронами имеется йод, — это также является подтверждением правильности гипотезы деления. Фезер [17], обнаружив асимметрию в распределении осколков, показал, что между моментом попадания нейтрона в ядро урана и между моментом деления протекает время, меньшее, чем необходимо для торможения ядра, приобретшего некоторую скорость в результате захвата, вызвавшего деление быстрого нейтрона, т.е. не более 10^{-12} с .

Д. Корсон и Р. Торнтон [18] наблюдали деление урана в камере Вильсона, содержавшей смесь воздуха и паров спирта и воды при общем давлении 15 см Hg. Уран в виде UO_3 помещался в камере на тонких пленках коллодия. На стереоскопическом снимке, приведенном в статье Корсона и Торнтон (см. рисунок), заметно, что в результате деления две сильно ионизирующие частицы вылетели в противоположные стороны. Фотография очень интересна вследствие наличия вилки (вблизи нижнего конца трэка), которая дает возможность оценить массу осколка, получающегося при делении. Плотность боковой ветви вилки настолько велика, что она не может быть вызвана протоном и, следовательно, является трэком иона углерода, азота или кислорода. То, что основная ветвь вилки практически не отклонена от начального направления, приводит к значению массы осколка не меньше 75.

На некоторых фотографиях, как будто, имелось более двух частиц, однако авторы не считают материал достаточно надежным.



Фотография Д. Корсона и Р. Торнтона

Исследование процесса деления в камере Вильсона было также проведено Перфиловым [19]. На одной из фотографий им была обнаружена вилка, которую нельзя приписать упругому соударению двух частиц, так как ответвление вилки составляет с основным трэком угол свыше 90° . Автор указывает, что, быть может, мы имеем здесь дело с дальнейшим делением самого осколка.

Жданов, Мысовский и Мысовская [20] наблюдали деление урана с помощью следов, создаваемых осколками в специальной фотографической эмульсии.

Можно полагать, что акты деления могут протекать не единообразно, т.е. что массы и заряды осколков, получающихся из урана, могут изменяться в некоторых пределах. Э. Мак-Миллан [21] сделал попытку произвести разделение различных возможных типов осколков, используя возможное различие пробегов. Перед облучаемым нейтронами ураном помещалось несколько слоев тонкой папиросной бумаги (воздушный эквивалент слоя около 1 см). После экспозиции активность обнаруживалась на первых трех слоях бумаги. Кривые изменения активности со временем для второго и третьего слоев оказались одинаковыми в пределах точности эксперимента. Активность же самого облученного урана была существенно иной; в нем имела сильная активность с полупериодом 25 мин, соответствующая, как полагает Мак-Миллан, изотопу урана, образующемуся при резонансном захвате нейтрона ураном [22]. Так же была обнаружена активность с периодом около двух дней.

Таким образом, в течение первых месяцев 1939 г. в ряде лабораторий была с несомненностью доказана правильность гипотезы о делении ядер урана и тория при воздействии нейтронов и были выяснены основные характеристики этого процесса.

Несколько позже (июль 1939 г.) Гроссе, Бут и Даннинг [23] исследовали поведение протоактиния

при нейтронной бомбардировке и так же, как в случае тория, обнаружили наличие деления только от быстрых нейтронов.

Приведем здесь численные значения, характеризующие физические явления, связанные с процессом деления урана (способы определения ряда этих величин будут изложены ниже).

Энергия осколков (общая) оказалась в соответствии с теоретическими представлениями около 150—200 МэВ.

Сечение деления для радон-бериллиевых нейтронов $\sim 0,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [8, 24]. Для монохроматических нейтронов с энергией 2,4 МэВ сечение деления урана составляет $0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (для тория — $0,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) [25].

Сечение деления урана для тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [24]. Сечение радиационного захвата урана для тепловых нейтронов (с образованием U^{239} и последующим β -испусканием с образованием экранирования) $-(1,3 \pm 0,45) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [26] или $1,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ [65] (погрешность не указана).

Энергия нейтронов (по отношению к осколку ядра, из которого нейтрон вылетел), выбрасываемых при делении ядра урана под действием медленных нейтронов, равна ~ 2 МэВ [61]. Так как нейтрон может вылететь под любым углом к направлению движения осколка ядра, то энергия нейтронов лежит в пределах от 1 до 3 МэВ [61].

Количество нейтронов, выбрасываемых при акте деления, происходящем от захвата медленного нейтрона, характеризуется следующими цифрами: $3,5 \pm 0,7$ [62], 2,3 [61], 2,4 [64].

Как энергия, так и количество нейтронов, выбрасываемых при акте деления, вызванном быстрым нейтроном, не определены сколько-нибудь точно, хотя в этом направлении [27] произведены довольно подробные исследования.

2. Механизм деления. Общая теория явлений, протекающих в тяжелых ядрах при взаимодействии с нейтронами, дана Бором [28] и Бором и Уилером [29]. Теория собственно деления была также независимо разработана Френкелем [30] и Флюгге и Дросте [31]. В настоящем разделе мы ограничимся изложением качественной стороны вопроса.

Бор рассматривает процесс деления ядра, подобно ранее известным ядерным реакциям, как протекающий в две стадии. Сначала из урана и нейтрона образуется составное ядро, в котором энергия, связанная с захватом нейтрона, находится в форме, напоминающей тепловое движение жидкости или твердого тела. Второй стадией является или излучение этой энергии, или же переход ее в такую форму, которая

может привести к дезинтеграции составного ядра. В случае обычных реакций, представляющих собою испускание протона, нейтрона или α -частицы, мы имеем дело с концентрацией значительной части энергии возбуждения на одной из расположенных вблизи поверхности частиц, что сходно с испарением молекулы из жидкой капли. В случае явления деления значительная часть энергии должна перейти в особого рода движение всего ядра в целом, вызывающее такую деформацию поверхности ядра, которая может привести к разрыву ядра «наподобие образования двух капель жидкости из одной» (выдержка из [28]). Бор показывает, что в случае достаточно больших зарядов ядра вероятность деления действительно одного порядка с вероятностью излучения (радиационного захвата нейтрона) или вероятностью обратного испарения нейтрона (эквивалентного неупругому рассеянию нейтрона).

Бор полагает, что весь сложный комплекс явления, наблюдаемый при бомбардировке урана (или тория) нейтронами, сводится к двум основным процессам: радиационному захвату нейтрона, приводящему к образованию β -радиоактивного изотопа урана и к делению, которое может протекать различными путями, т.е. с образованием осколков, имеющих различные массы и заряды.

Мейтнер, Ган и Штрассман [22] показали, что в случае урана и тория захват нейтрона с образованием радиоактивного изотопа имеет резонансный характер. Уран в этом отношении изучен более тщательно: для него резонансная энергия нейтронов равна примерно 25 эВ. Вблизи резонанса эффективное сечение урана для захвата нейтрона равно приблизительно 10^{-21} см²; эта цифра позволяет приписать радиационный захват нейтрона только основному изотопу урана (с атомным весом 238), так как легкий изотоп, распространенность которого составляет 0,007, для обеспечения эффективного сечения 10^{-21} см² должен был бы обладать сечением, превышающим верхний предел, допускаемый теорией. Так как, однако, повышенный захват нейтронов вблизи 25 эВ не влечет за собой повышения числа делений, то можно утверждать, что для получающегося при этом возбужденного ядра U_{92}^{239} вероятность излучения значительно выше, чем вероятность деления. Получающееся после излучения невозбужденное ядро U_{92}^{239} неустойчиво только в отношении β -распада (в результате которого получается единственный «выживший» трансуранин $Eca\ Re_{93}^{239}$).

При захвате быстрых нейтронов и для урана, и для тория вероятность деления, растущая (согласно представлениям Бора) при увеличении энергии возбуждения быстрее, чем вероятность излучения, до-

стигает достаточно больших значений. Сечения для быстрых нейтронов, согласно теории, должны быть порядка размеров ядра, что в действительности и наблюдается.

Остается вопрос о природе деления под действием медленных нейтронов. Бор полагает, что этот процесс обусловлен захватом медленных нейтронов ураном с массой 235. Тот факт, что продукты распада при действии медленных нейтронов одни и те же, что и в случае быстрых, объясняется возможностью целого спектра осколков как из U_{92}^{239} , так и из U_{92}^{239} . Так как энергия связи нейтрона в ядре с четным атомным номером значительно больше в случае четного атомного веса, чем в случае нечетного, то энергия возбуждения составного ядра U_{92}^{239} значительно больше, чем у U_{92}^{239} . Поэтому уже и медленные нейтроны могут обеспечить большую (по сравнению с вероятностью излучения) вероятность деления. Вследствие большой вероятности распада будет иметь место расширение уровней, плотность которых будет весьма велика из-за большой энергии возбуждения. Может иметь место даже сплошной спектр. В результате сечение захвата медленных нейтронов (ведущее к делению) будет обратно пропорционально скорости, что и наблюдается экспериментально [24]. Соответственно при «средних» энергиях нейтронов (от 1 до 10^6 эВ) деление не будет наблюдаться, так как для изотопа 235 скорость их будет слишком велика, а для изотопа 238 — слишком мала.

3. Продукты деления урана и тория. В результате работ Гана и Штрассмана [1] и последовавшего затем открытия деления урана [4,7,8] были полностью отмечены предложенные самим же Ганом и Штрассманом совместно с Мейтнер схемы искусственно радиоактивных семейств — трансуранов, возникающих при бомбардировке урана нейтронами [22]. Стало очевидно, что весь накопленный материал должен быть пересмотрен в свете нового факта — деления тяжелых ядер, и дальнейшие исследования были устремлены на обнаружение элементов из средней части периодической системы элементов.

Тот факт, что вещества, полагавшиеся «транс-уранами», в действительности являются представителями середины периодической системы, весьма наглядно был доказан Мейтнер и Фришем [32]. Они показали, что радиоэлемент, извлекаемый из облученного урана вместе с платиной, совпадает по времени распада с радиоэлементом, извлеченным ими с платиной же из воды, над которой на расстоянии 1 мм помещался облучаемый слой урана. Следовательно, «трансураны» получают при делении ядра урана, так как сам по себе захват нейтрона с испуска-

нием легкой частицы не мог бы сообщить ядру энергию, достаточную для переброски его из облучаемого слоя сквозь воздух в воду.

Хлопин, Пассвик-Хлопина и Волков [33] обнаружили некоторое различие в характере распада собранных на поверхности стекла осколков (после извлечения с платиной) и такого же осадка, полученного непосредственно из облученного урана. В первом случае через 30—40 ч наблюдается полный спад активности, во втором—по истечении этого времени наблюдается активность с большим периодом распада, около 70 часов.

Ряд существенных данных о природе продуктов деления был получен Абельсоном [34]. Наряду с химическим разделением Абельсон для идентификации природы носителей активности воспользовался возможностью наблюдения испускаемых ими рентгеновских лучей. До открытия деления урана Абельсон полагал, что наблюдавшееся им излучение является L-лучами «трансурана» с периодом распада 72 часа. Некоторые неувязки в значениях коэффициента поглощения этого излучения были отнесены за счет неудовлетворительных геометрических условий измерения.

Пересмотрев и уточнив методику в связи с открытием деления урана, Абельсон сначала с полной определенностью выявил, что наблюдавшееся им излучение соответствует К-группе йода. Дальнейший анализ выявил наличие ряда радиоактивных изотопов сурьмы, теллура и йода.

Рассмотрим путь, которым были выяснены генетические соотношения в одном из полученных Абельсоном «семейств». После облучения из урана выделялся активный осадок с теллуrom. Через неделю (в течение которой все теллуры с короткими периодами практически полностью распадались) производилось выделение теллура из осадка. Активность этого теллура возрастала в течение примерно 10 часов после выделения, что указывает на образование дочернего вещества с периодом около 2,5 часа, являющегося иодом, судя по всем химическим свойствам и по рентгеновским лучам. Точное измерение времени распада этого йода, получающегося из длиннопериодного теллура, дало значение 2,4 часа. Для самого теллура было получено время полураспада 77 часов, что соответствует периоду 66 часов, описанному Мейтнер, Ганом и Штрассманом [22]. Различие связано, по-видимому, с наличием активного теллура с полупериодом 30 часов, заметно искажающего кривую распада в течение первых двух-трех суток. Согласно Мейтнер, Гану и Штрассману [22] вещество со временем полураспада 66 (77) часов получается из вещества с полупериодом 59 мин. Абель-

сон, производя ряд выделений теллура из облученного урана через 10-минутные интервалы (100 мг теллура вносилось в раствор для каждого выделения) и измеряя активность полученных осадков, обнаружил весьма сильное понижение активности последующих осадков по сравнению с предшествующими, примерно в 3,5 раза. Отсюда следует, что 77-часовой теллур получается из примерно 5-минутной сурьмы (или же из 5-минутного олова и сурьмы с еще меньшим периодом). Так как среди получающихся в уране продуктов имеется 5-минутная сурьма, то она, вероятно, и является предшественником 77-часового теллура.

Абельсон полагает, что 2,4-часовой йод превращается в один из стабильных изотопов ксенона с атомным весом 132, 134 или 136.

В случае этого рассмотренного нами семейства сурьма-теллур-йод-ксенон нет возможности произвести точную идентификацию, т.е. определить наряду с атомными номерами и атомные веса. В некоторых же других случаях (70-минутный и 10-часовой теллур и 8-дневный йод) удастся определить и атомный вес, а именно тогда, когда имеются данные об искусственно-радиоактивных изотопах соответствующих элементов, полученных облучением медленными нейтронами.

Приводим сводку полученных Абельсоном данных о радиоактивных изотопах сурьмы, теллура и йода, обнаруженных среди продуктов деления урана.

Сурьма	Теллур	Йод	Атомный вес
80 час.	10 час.		127
4,2 час.	70 мин.		129
	30 мин.	8 дней	131
	(изомер)		
	30 час.	8 дней	131
	(изомер)		
5 мин.	77 час.	2,4 часа	132, 134 или 136
10 мин.	43 мин.	54 мин.	
10 мин.	60 мин.	22 часа	

Сходным методом обнаружили йод в продуктах деления Фезер и Бретчер [35].

Хлопин, Пассвик-Хлопина и Волков [36] получили для полупериодов йода значения 3,7 и 28 час. Авторы полагают, что отличие их цифр от цифр, полученных другими авторами, связано с тем, что они (Хлопин и др.) применяли более совершенные методы разделения галоидов.

Для теллура Хлопин, Пассвик-Хлопина и Волков [37] получили полупериод 56 часов (Абельсон — 77 часов).

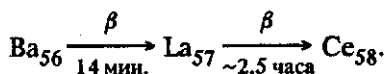
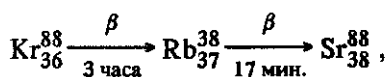
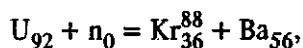
Ган и Штрассман показали далее [38], что 66-ча-

совое вещество в действительности состоит из двух веществ, а именно, помимо теллура имеется еще 66-часовой молибден. Этот молибден, по-видимому, идентичен молибдену, полученному Сибгором и Сегре [39] с помощью облучения молибдена медленными нейтронами.

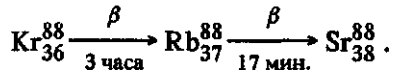
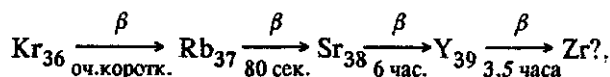
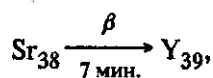
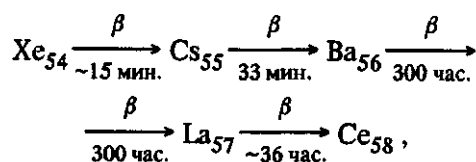
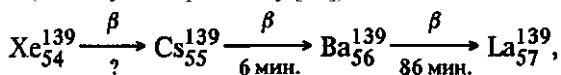
Ган и Штрассман [40] обнаружили среди продуктов распада изотопы стронция, а также благородные газы. В частности, на наличие ксенона указывает тот факт, что при продувании воздуха через облучаемый сосуд с раствором соли урана в охлажденном сосуде с поглощающим веществом, через который затем проходил воздух, обнаруживались активные изотопы цезия.

Гейн, Аттен и Беккер [41] сходным методом нашли изотоп рубидия с полупериодом 16 ± 2 мин, что заставляет предполагать среди продуктов деления урана наличие криптона. Криптон с полупериодом в 3 часа, превращающийся в 18-минутный изотоп рубидия, был также найден Лангсдорфом [42] среди продуктов деления тория. Так как 18-минутный полупериод появляется при нейтронной бомбардировке рубидия [43] и так как криптон с атомным весом 86 стабилен, то 18-минутный полупериод следует, по-видимому, приписать изотопу рубидия с атомным весом 88, а не 86. 3-часовой криптон наблюдали в продуктах деления также Ган и Штрассман [44]. Гейн, Аттен и Беккер [41] нашли, что ксенон имеет полупериод около 1 мин и выяснили, что 12-минутный барий получается только из первичных осколков, но не из газа. Это указывает на то, что 12-минутный барий или является первичным продуктом деления, или образуется из чрезвычайно быстро распадающегося ксенона, или же образуется из цезия, получающегося непосредственно при делении, а не из ксенона.

На основании указанных фактов Ган и Штрассман [45] считают, что одной из возможных схем деления является следующая:



Приведем также, не входя в подробное рассмотрение источников, наиболее вероятные схемы семейств, встречающихся среди продуктов деления урана (по Гану и Штрассману [45]):



Тибо и Мусса [46], Додсон и Фаулер [47], Брег-чер и Кук [48], Ган и Штрассман [44], а также Хлопин, Пассвик-Хлопина и Волков [36] обнаружили среди продуктов деления урана бром, что указывает на возможность еще более асимметричного деления ядра урана, чем уже рассмотренное. Ган и Штрассман [44] считают времена полураспада двух обнаруженных ими изотопов брома равными 35 и 230 мин.

Среди продуктов деления тория обнаружен ряд продуктов, которые наблюдаются в случае урана: Ba — 300 час. [49] и 86 мин. [50], Mo и Te — 77 (66) час. [49], I — 2,4 часа [49], Rb — 18 мин. [50], Cs — 10 и 33 мин. [50].

Мишина, Язаки, Эзое, Кимура и Икава [51] при исследовании продуктов деления тория и урана обнаружили активность осадков, полученных с большим числом металлов; однако заметка носит лишь предварительный характер.

Мейтнер [52] при анализе продуктов деления тория получила результаты, как будто указывающие на наличие некоторых продуктов, не наблюдающихся в случае урана, а именно, при получении активного осадка с помощью H_2S были получены не наблюдавшиеся в случае урана периоды 40 мин и 14 час.

Отметим еще, что согласно Жолио [53] в случае урана облучение медленными нейтронами более способствует появлению длиннопериодных активностей, чем облучение быстрыми нейтронами. Наоборот, Бьердж, Бростром и Кох [54] получили совершенно одинаковые кривые спада активности при облучении урана быстрыми и медленными нейтронами.

4. Испускание нейтронов и γ -лучей при делении.

Мгновенное и запаздывающее испускание. Сильное возбуждение как составного ядра (связанное с захватом нейтрона), так и осколков, получающихся при делении, дает все основания полагать, что процесс деления сопровождается испусканием нейтронов. Нейтроны могут «испаряться» из составного ядра или из осколков, могут «разбрызгиваться» во время акта деления — подобно образо-

ванию маленьких капелек в промежутке между основными каплями, на которые разбивается струя жидкости [29]; наконец, может иметь место нейтронная радиоактивность осколков — испускание нейтронов через сравнительно продолжительное время после акта деления (связанное с возбуждением ядра в результате β -распада).

Экспериментальное изучение времени выхода нейтронов при делении действительно выявило [55—57], что имеет место практически мгновенное испускание почти всего испускаемого количества нейтронов, наряду с которым, однако, наблюдается и некоторое количество запаздывающих нейтронов.

Непосредственное измерение верхнего предела времени задержки процесса деления произвели, как мы уже указывали выше, Грин и Альварес [15] и получили для верхнего предела задержки процесса деления $3 \cdot 10^{-3}$ с. Однако нет основания отбрасывать возможность выделения основной массы нейтронов не одновременно с актом деления, а в результате дезинтеграции осколков. Исходя из этого сообщения, Гиббс и Томсон [57] экспериментально исследовали, не происходит ли испускание нейтронов через некоторый промежуток времени после деления. Применяя прерывистый источник нейтронов [58] с периодом 0,005 с, они показали, что основная масса нейтронов испускается не позднее чем через 0,001 с после попадания нейтрона, вызывающего деление.

Запаздывающие нейтроны. Испускание нейтронов ураном с задержкой было обнаружено Робертсом, Мейером и Вангом [55]. Выложенная бором ионизационная камера помещалась на расстоянии в несколько сантиметров от литиевой мишени, бомбардируемой дейтронами. И мишень, и счетчик окружались парафином. В таких условиях толчки в ионизационной камере прекращались, как только прекращалась дейтронная бомбардировка. Если, однако, между камерой и мишенью помещался сосуд, содержащий 100 мг нитрата урана, то можно было наблюдать ионизационные толчки в течение примерно 1,5 мин. с момента прекращения бомбардировки, причем в начале в камере обнаруживался примерно один нейтрон каждую секунду. Эта нейтронная активность спадала с периодом $12,5 \pm 3$ с. Была обнаружена также и γ -активность с таким же примерно периодом. Поэтому необходимо было установить, являются ли наблюдаемые запаздывающие нейтроны фотонейтронами, или же они непосредственно испускаются продуктами деления (первичными или вторичными), Робертс, Хафстад, Мейер и Ванг [56], несколько улучшив технику эксперимента, с полной определенностью показали, что имеет место

непосредственное испускание нейтронов. Они показали также, что наряду с упомянутым, примерно 12-секундным, γ -излучением имеются еще по меньшей мере три γ -излучения с большими периодами. Как запаздывающие нейтроны, так и все наблюдаемые γ -излучения наблюдались (подобно самому процессу деления) при действии либо быстрых, либо тепловых нейтронов и не обнаруживались при воздействии нейтронов промежуточных энергий (из углерода). В случае воздействия быстрых нейтронов (литий-дейтерий) эффективное сечение урана для получения запаздывающих нейтронов составляло $4 \cdot 10^{-26}$ см².

Энергия запаздывающих нейтронов, определенная по трэкам атомов в камере Вильсона, составляла около 0,5 МэВ. Торий дал картину, сходную с ураном, но количество нейтронов было примерно в четыре раза меньше, чем в случае урана.

Музон, Парк и Ричардс [59, 50], анализировали, с помощью камеры Вильсона в магнитном поле, γ -излучение при делении урана. Расширения камеры производились поочередно: во время облучения и через 1/2 с после прекращения облучения. Распределение энергии γ -квантов в обоих случаях было примерно одинаковым, количество же квантов во время облучения было значительно больше. Наблюдались кванты с энергией до 9—10 МэВ.

5. Выход и распределение энергии нейтронов из урана при действии медленных нейтронов. Наиболее прямым и обеспечивающим наибольшую надежность методом определения числа нейтронов, вылетающих при делении, следует считать метод, разработанный Цинном и Сцилардом [61]. Ценной особенностью этого метода является то, что для определения числа нейтронов, выделяющихся при делении, нет необходимости знать какие-либо эффективные сечения, а также то, что совершенно несущественны условия превращения быстрых нейтронов в медленные. Благодаря этому, естественно, относительная точность результата, вероятно, больше, чем в излагаемых ниже экспериментах Гальбана, Жолио и Коварского [62], Андерсона, Ферми и Ганштейна [63] или же Андерсона, Ферми и Сциларда [64].

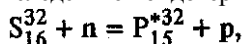
Сущность метода Цинна и Сциларда состоит в определении с помощью сферической ионизационной камеры количества быстрых нейтронов, возникающих в некоторой ячейке, заполненной ураном, при воздействии замедленных парафином радий-бериллиевых фотонейтронов, и количества актов деления, происходящих в слое урана (содержащем определенное количество урана), нанесенном на внутренние стенки плоской ионизационной камеры, помещаемой на место ячейки с ураном. Отношение

этих двух величин дает, при учете различия в количествах урана и еще некоторых поправках, число нейтронов, вылетающих при акте деления.

Цинн и Сцилард получают 2,3 нейтрона на один акт деления. При учете того, что сечение деления составляет [24] $2 \cdot 10^{-24}$ см² и сечение радиационного захвата [65] $1,2 \cdot 10^{-24}$ см², получается значение 1,4 нейтрона на захваченный ураном нейтрон, находящееся в хорошем согласии с величиной 1,5, полученной Андерсоном, Ферми и Сцилардом [64], но несколько меньшее, чем значение, полученное Гальбаном, Жолио и Коварским [62] (3,5 нейтрона на акт деления или 2,2 нейтрона на акт захвата).

Энергии нейтронов согласно измерениям, проведенным Цинном и Сцилардом [61], лежат в пределах от 1 до 3 МэВ, что соответствует энергии нейтронов около 2 МэВ относительно осколка, из которого они вылетают. Максимальное значение энергии нейтрона получается, когда нейтрон вылетает в направлении движения осколка; минимальное — при вылете нейтрона в противоположном осколку направлении.

Испускание быстрых нейтронов при делении урана было впервые выявлено Додэ, Гальбаном, Жолио и Коварским [66] с помощью весьма изящного эксперимента. Источник фотонейтронов, имеющих энергию не больше 0,1 МэВ, окружался слоем уранил-нитрата. Эта система помещалась в сосуд с 8 л сероуглерода, в котором были растворены 200 мг фосфора. После шестидневного облучения фосфор был отогнан от сероуглерода; он показал значительную радиоактивность, которая, по-видимому, является следствием эндотермической реакции



идущей под действием нейтронов, обладающих энергией не менее 0,9 МэВ. Ввиду малой энергии первичных нейтронов мы должны прийти к заключению, что быстрые нейтроны, вызывающие превращение серы в радиоактивный фосфор, появляются при поглощении замедленных первичных нейтронов в уране, т.е. при делении урана. Гальбан, Жолио и Коварский [67] с помощью ионизационной камеры обнаружили появление при актах деления некоторого, относительно небольшого количества очень быстрых — до 11 МэВ — нейтронов.

Ряд французских и американских работ [62—64] был посвящен определению числа нейтронов, испускаемых при делении, посредством измерения полного количества нейтронов, существующих (квазистационарно) в большом сосуде с раствором уранового соединения в воде (или смесью уранового соединения и воды), содержащем в центре источник нейтронов.

С помощью диспрозиевого детектора или иным сходным методом определялась плотность ρ медленных нейтронов на различных расстояниях a от источ-

ника нейтронов, и вычислялся интеграл $\int pa^2 da$ при наличии и при отсутствии урана или при замене соли урана другой солью. Сначала Гальбан, Жолио и Коварский [62] обнаружили некоторое увеличение интеграла при замене 1,6-молярного раствора нитрата эммония раствором уранил-нитрата той же концентрации. Начиная с расстояния 13 см от источника, плотность нейтронов увеличивается в случае раствора уранил-нитрата; при $a = 25$ см ρ возрастает уже примерно в пять раз. Так как радон-бериллиевые фотонейтроны, применявшиеся в этом случае, не могут осуществлять реакцию типа $n, 2n$, т.е. выбивание нейтронов, то авторы полагают, что дополнительное количество нейтронов связано с испусканием более чем одного нейтрона в результате акта деления, вызываемого захватом нейтрона.

В следующей работе [62] было получено уже определенное значение для количества нейтронов ν_f , выбрасываемых в результате акта деления. Упомянутый выше интеграл, как нетрудно видеть, должен быть пропорционален величине $Q\tau$, где Q — число ежесекундно образующихся нейтронов (от основного источника и от деления урана) и τ — среднее время жизни нейтрона. Обозначая величину интеграла через S и отмечая, что $\tau \sim 1/\Sigma c_i \sigma_i^{(1*)}$, где c_i и σ_i — концентрации и сечения захвата нейтронов, для атомов, имеющих в рассматриваемой системе, можно написать

$$S \sim Q\tau \sim Q \frac{1}{\sum_i c_i \sigma_i},$$

$$S' \sim Q'\tau' \sim Q' \frac{1}{\sum_i c'_i \sigma_i}$$

где нештрихованные и штрихованные буквы относятся к отсутствию и наличию урана соответственно, или

$$\frac{S'}{S} = \frac{Q}{Q'} \frac{\sum_i c_i \sigma_i}{\sum_i c'_i \sigma_i}.$$

Далее, количество дополнительно генерируемых нейтронов можно в первом приближении выразить следующим образом:

$$Q' - Q = \Delta Q = Q \frac{c_U \sigma_f}{\sum_i c_i \sigma_i} \nu_f,$$

где σ_f — сечение захвата с делением. Из этих уравнений получается в первом приближении

$$\nu_f = \frac{S' - S}{S} \frac{\sum_i c_i \sigma_i}{c_U \sigma_f} + \frac{\sum_i c'_i \sigma_i - \sum_i c_i \sigma_i}{c_U \sigma_f}.$$

Гальбан, Жолио и Коварский [62] получили для $(S' - S)/S$ значение $0,05 \pm 0,01$. Полагая сечения захвата тепловых нейтронов, выраженные в 10^{-24} см², равными: для водорода $0,27 \pm 0,03$, для урана $1,3 \pm 0,45$, для деления урана 2, для ν_f было получено значение $3,5 \pm 0,7$. Учет резонансного поглощения нейтронов в процессе замедления производится путем введения «сечения резонансного поглощения», которое определялось специальными экспериментами Гальбана, Коварского и Савича [26] и было принято равным $6,4 \pm 1,1$ (в этих экспериментах измерялось изменение активности золотого детектора при помещении между ним и источником частично-замедленных нейтронов двухсантиметровых слоев раствора нитрата аммония и уранил-нитрата тех же концентраций, что и в опытах по определению плотности нейтронов).

Определение распределения плотности нейтронов и общего количества их в системе соединения урана — вода были также произведены Андерсоном, Ферми и Ганштейном [63] и Андерсоном, Ферми и Сцилардом [64]. В последней, более точной работе в 540 л 10 %-ного раствора $MnSO_4$ помещались 52 цилиндрические банки, которые либо заполнялись окисью урана U_3O_8 общим количеством 200 кг, либо оставались пустыми. В центре помещался источник фотонейтронов. Активность раствора $MnSO_4$, пропорциональная общему количеству тепловых нейтронов в объеме, при наличии урана оказывалась на 10 % больше, чем без урана. Не входя в детали дополнительных экспериментов и пересчета экспериментальных данных, приведем результат. Авторы, не указывая значения вероятной ошибки, полагают, что взамен одного поглощенного в уране теплового нейтрона возникает в среднем 1,5 нейтрона.

Для пересчета выхода нейтронов на акт деления (а не на акт поглощения нейтрона ураном) можно воспользоваться данными Андерсона и Ферми [65], согласно которым при полном сечении захвата урана для тепловых нейтронов, равном $3,2 \cdot 10^{-24}$ см², на захват с делением приходится $2 \cdot 10^{-24}$ см² и на простой захват (с γ -испусканием) $1,2 \cdot 10^{-24}$ см². Отсюда получаем

$$\nu_f = 1,5 \frac{2 + 1,2}{2} = 2,4.$$

Это значение лежит между значениями, полученными Цинном и Сцилардом (2) и Гальбаном, Жолио и Коварским ($3,5 \pm 0,7$).

Аналогичные результаты получил также Хадживара [68], причем он, как и французские авторы [67], отмечает присутствие нейтронов с энергиями до 10 МэВ.

6. Цепной распад урана.

Цепной распад на быстрых нейтронах. Вылет более чем одного нейтрона при поглощении ураном одного нейтрона в принципе делает возможным осуществление ядерной цепной реакции с разветвляющимися цепями. Гальбан, Жолио и Коварский [62] впервые отметили, что открытие большого выхода нейтронов при делении является шагом к осуществлению экзотермической цепной ядерной реакции. Количественная трактовка вопроса о возможности макроскопического разложения урана была впервые предложена Перреном [69]. В этой работе Перрен рассматривает действие только быстрых нейтронов. Поэтому эффективные сечения полагаются постоянными. Предполагается, что уран или какое-либо его соединение расположены в форме сферы радиуса R , в центре которой находится источник нейтронов, дающий Q_0 нейтронов в 1 с. Обозначая $F(r, t)$ количество нейтронов в кубическом сантиметре в зависимости от времени t и от расстояния элемента объема от центра r , Перрен составляет уравнение

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D \Delta F(r, t) + [c_U(\nu_f - 1)\sigma_f - \sum_i c_i \sigma_{ci}] \bar{v} F(r, t) \quad (1)$$

для изменения концентрации нейтронов со временем. В этом уравнении первый член правой части представляет собой изменение концентрации за счет диффузии нейтронов, а второй — изменение концентрации за счет появления новых нейтронов и за счет поглощения нейтронов. Обозначения здесь следующие: D — коэффициент диффузии нейтронов, c_U — концентрация атомов урана, c_i — атомов других веществ, ν_f как и ранее, — число нейтронов, образующихся при делении, σ_f — сечение для захвата с делением, σ_{ci} — сечение захвата атома i -го вещества, \bar{v} — средняя скорость нейтронов.

Если длина свободного пробега нейтронов значительно меньше радиуса сферы, то можно написать $D = \bar{v} \lambda / 3$; здесь

$$\lambda = \frac{1}{\sum_i c_i \sigma_{si}},$$

где σ_{si} — сечение рассеяния атомов i -го вещества. Учитывая это, Перрен переписывает уравнение (1) в виде

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\lambda}{3} \Delta(\bar{v} F) + [c_U(\nu_f - 1)\sigma_f - \sum_i c_i \sigma_{ci}] \bar{v} F. \quad (2)$$

В предельном стационарном режиме имеем $\partial F / \partial t = 0$ (при $\partial F / \partial t > 0$ скорость реакции растет со временем); тогда вместо (2) получается

$$\Delta(\bar{v} F) + a^2(\bar{v} F) = 0, \quad (3)$$

где

$$a^2 = \frac{3}{\lambda} [c_U(\nu_f - 1)\sigma_f - \sum_i c_i \sigma_{ci}].$$

Учитывая граничные условия (поток вблизи центра) и сферическую симметрию, Перрен получает решение (3) в следующей форме:

$$\bar{\nu}F = \frac{3Q_0}{4\pi\lambda} \frac{1}{\sin aR} \frac{\sin a(R-r)}{r}.$$

Плотность нейтронов обращается в бесконечность при $R_{кр} = \pi/a$. При $R > R_{кр}$ согласно Перрену будет иметь место взрывная реакция деления урана.

Для случая порошкообразного U_3O_8 Перрен, полагая плотность его равной $4,2 \text{ г/см}^3$, беря $\sigma_{sU} = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\sigma_{sO} = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\sigma_f = 10^{-25} \text{ см}^2$, $\nu_f = 3$ и пренебрегая поглощением в кислороде, получает $R_{кр} = 130 \text{ см}$ и для критической массы U_3O_8 получает значение 42 т.

Перрен полагает, что критическая масса может быть снижена, если окружить урансодержащую массу некоторой «нейтронной изоляцией», например, свинцом или железом. При слое железа в 35 см критическая масса окиси урана по подсчетам Перрена снижается до 12 т.

Пайерлс [70] обобщил расчеты Перрена, показав, что найденные Перреном критические условия не зависят от положения источника нейтронов. Наряду с этим Пайерлс рассмотрел также систему, в которой вероятность разветвления весьма велика, так что критические размеры системы меньше длины пробега нейтрона и использование дифференциального уравнения диффузии недопустимо. Этот последний случай не имеет отношения к распаду урана.

Существенным недостатком работы Перрена является отсутствие учета замедления нейтронов, происходящего как при упругих, так и при неупругих соударениях нейтронов с ядрами урана и других элементов (кислорода). Зельдович и Харитон [71] показали, что даже в случае бесконечно протяженной массы U_3O_8 взрыв (бесконечное разветвление цепи) невозможен по причине большого значения γ — вероятности того, что образующийся с энергией E_0 нейтрон замедляется, не успев вызвать новый акт распада до энергии $E_{кр}$, равной примерно 1,5 МэВ (см. с. 108), ниже которой он уже не может вызвать деление.

Для величины γ Зельдович и Харитон, исходя из уравнений, определяющих изменение со временем средней энергии E нейтронов и числа нейтронов при рассеянии:

$$\frac{dE}{dt} = -E\bar{\nu} \sum_i \sigma_{si} c_i \lambda_i,$$

$$\frac{dN}{dt} = -N\bar{\nu} \sum_i \sigma_{ci} c_i,$$

где

$$\lambda_i = \frac{2m_i}{(m_i + 1)^2}$$

(m_i — масса i -го ядра, выраженная в массах нейтрона), получают выражение

$$\gamma = \exp \int_{E_0}^{E_{кр}} \psi(E) d \ln E,$$

где $\psi = \sum_i c_i \sigma_{ci} / \sum_i c_i \sigma_{si} \lambda_i$ при ψ , не зависящем от энергии нейтрона $\gamma = (E_{кр}/E_0)^\psi$. Возможность взрыва определяется неравенством

$$\nu_f(1 - \gamma) > 1, \quad (4)$$

выражающим необходимость появления больше чем одного нейтрона, взамен одного поглощенного или замедленного ниже $E_{кр}$ нейтрона. Произведя вычисления величины $\nu_f(1 - \gamma)$ для различных возможных значений ν_f и E_0 , Зельдович и Харитон получили для U_3O_8 в неограниченной массе табл. I значений $\nu_f(1 - \gamma)$.

Таблица I

$E_0 \backslash \nu_f$	1,5	2	3
3	0,63	0,84	1,26
2	0,3	0,4	0,6

При вычислениях для $E_{кр}$ было взято значение 1,5 МэВ [13], $\sigma_{sO} = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\sigma_{sU} = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (2*), $\sigma_{co} = 0$, $\sigma_{cu} = \sigma_f = 0,5 \cdot 10^{-24}$ [25].

Как видно из табл. I, кислород сильно затрудняет осуществление цепного распада урана. Критерий $\nu_f(1 - \gamma)$ становится больше единицы лишь при самой благоприятной комбинации ν_f и E_0 .

Можно было бы думать, что применение чистого урана обеспечит осуществление цепного взрыва на быстрых нейтронах, однако наличие неупругого рассеяния согласно расчетам Зельдовича и Харитона и в этом случае (весьма благоприятном в смысле упругих столкновений) ведет к мощному обрыву цепей и, по-видимому, к невозможности взрыва.

Следует еще отметить, что наличие потерь энергии нейтронов при упругих столкновениях сильно ограничивает возможность применения предложенной Перреном «нейтроноизоляции», так как возвращающиеся из сравнительно далеких слоев «изолятора» нейтроны будут иметь энергию меньше $E_{кр}$.

Энни и Розенберг [73] пытались экспериментально решить вопрос о возможности осуществления цепной реакции в уране. Они помещали источник нейтронов внутри 14-кг блока окиси урана U_3O_8 и изме-

ряли вызываемое ураном увеличение числа быстрых нейтронов, испускаемых Rn — Be-источником, окруженным 4 см парафина. Для того чтобы фиксировались только быстрые нейтроны, в качестве детектора применялась гексановая камера [74]. Авторы получили при окружении источника ураном 20%-ное увеличение числа быстрых нейтронов вместо 5%-ного уменьшения, которое, по их мнению, должно быть связано с поглощением в уране, и полагали, что это увеличение свидетельствует о возможности при дальнейшем увеличении слоя урана, окружающего источник, бесконечного «усиления» источника нейтронов вплоть до катастрофических величин. Эти выводы, однако, недостаточно обоснованы. Ввиду неопределенности спектра нейтронов применявшегося источника (Rn — Be + 4 см парафина) и неясности вопроса о том, считает ли гексановая камера именно те нейтроны, которые способны вызывать дальнейшее деление, при интерпретации наблюдавшегося 20 %-ного усиления следует соблюдать сугубую осторожность, без чего легко прийти к ошибочным выводам.

Перрен рассмотрел также [75] поведение системы из урана (окиси урана) с добавлением некоторого количества воды и кадмия. Наличие атомов водорода обуславливает сравнительно быстрое превращение части быстрых нейтронов в медленные и тепловые. Если теперь имеется система с массой, превышающей критическую при одновременном действии быстрых и тепловых нейтронов, и вся система начнет разогреваться за счет выделения энергии при делении, то повышение температуры вызовет уменьшение сечения захвата урана для тепловых нейтронов (сечение обратно пропорционально скорости нейтронов). Захват же тепловых нейтронов, происходящий, главным образом, за счет примеси кадмия, останется практически неизменным. В результате повышение температуры будет иметь следствием переход системы из надкритического состояния в подкритическое, так как критический размер должен расти с повышением температуры. Следовательно, получается саморегулирующаяся «взрывобезопасная» система. Перрен [75] приводит следующий пример: для U_3O_8 , содержащего 3% воды и 0,01% кадмия, $R_{кр} = 65$ см при комнатной температуре и 80 см при 900° .

Расчет Перрена [75] содержит помимо неучета упругого и неупругого замедления нейтронов еще одно существенное упущение. Перрен полагает, что превращение быстрых нейтронов в медленные в рассматриваемых им условиях происходит с тем же выходом (около 85 %), который получили Гальбан, Коварский и Савич [26] для 1,6-молярного раствора

уранил-нитрата в воде. В действительности же при малых (3%) по весу концентрациях воды в уране резонансный захват нейтронов ураном будет, как это показано ниже (см. с. 118), весьма велик и приведет к получению тепловых нейтронов из быстрых с выходом около 15%. В то же время такое количество воды практически ликвидирует, из-за потери энергии при упругих столкновениях с протонами, деление на быстрых нейтронах. Мы приходим поэтому к заключению, что приведенные Перреном цифры совершенно нереальны, так как и в чистом уране возникновение взрыва маловероятно, добавление же небольших количеств водорода только ухудшает положение.

Адлер и Гальбан [76] одновременно с Перреном пришли практически к тем же выводам, что и Перрен.

Цепной распад на медленных нейтронах. Вторым вариантом осуществления цепного взрыва урана — взрывной распад на медленных нейтронах — можно представить себе следующим образом. Пусть дана система из урана и разбавителя, имеющего назначение быстро замедлить нейтроны от начальных энергий до тепловых, при которых сечение деления опять становится достаточно большим. Быстрое замедление необходимо для того, чтобы нейтроны «проскакивали мимо резонансного уровня урана 238» с минимальными потерями. Для достижения эффективного замедления необходимо взять побольше разбавителя (например, воды). Однако при большом количестве разбавителя придется встретиться с фактом захвата нейтронов ядрами разбавителя, ведущим так же, как и резонансный захват, к обрыву цепей. На эту двойную роль разбавителя указали Андерсон, Ферми и Сцилард [64]; они отмечают невозможность на данный момент дать ответ на вопрос, возможно ли вообще осуществить цепной взрыв в смеси урана с водой.

Детальный количественный анализ цепного деления урана на медленных нейтронах был произведен Зельдовичем и Харитоном [77]. Они формулируют условие возникновения взрыва, т.е. условие возникновения бесконечно разветвляющихся цепей [78], следующим образом. Рассмотрение, так же как и в [71], ведется для случая неограниченно большой системы. Пусть за единицу времени в системе возникает N быстрых нейтронов (в результате актов деления, вызываемых нейтронами, а также от внешних источников нейтронов). Из них ϕN «проскочит» при замедлении через область резонансного захвата и превратится в медленные, тепловые нейтроны (ϕ есть вероятность быстрого нейтрону замедлиться, не будучи захваченным резонансно ядром урана 238). Из ϕN «проскочивших» нейтронов θ будут захвачены ядрами урана (остальные $(1 - \theta)\phi N$ нейтронов

будут захвачены ядрами замедляющей примеси, например водородом). Если на каждый захваченный ураном медленный нейтрон образуется n новых быстрых нейтронов, то всего дополнительно образуется $\nu\theta\phi N$ нейтронов. Пусть N_0 — количество нейтронов, возникающих в системе от внешних источников. Тогда по определению,

$$N = N_0 + \nu\theta\phi N, \quad (5)$$

или

$$N = \frac{N_0}{1 - \nu\theta\phi}. \quad (6)$$

Отсюда получается критическое условие возникновения взрыва

$$\nu\theta\phi > 1. \quad (7)$$

Отметим, что в числе $\theta\phi N$ содержатся и медленные нейтроны, захватываемые ураном 238 с образованием урана-239 и последующим β -испусканием (этот тип захвата согласно формуле Брейта—Вигнера практически отсутствует^(3*) в интервале энергии от несколько меньших, чем резонансная, до энергий, близких к тепловой, когда эффективное сечение захвата начинает возрастать пропорционально $E^{-1/2}$) и нейтроны, захватываемые ураном-235, претерпевающим затем деление. Так как ν_p введенное нами ранее, относится к акту деления, то

$$\nu = \nu_f \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma'_{cU}} = \nu_f \frac{\sigma_f}{\sigma_{cU}}, \quad (8)$$

где σ_f — сечение захвата нейтрона ураном с делением, σ'_{cU} — сечение простого (радиационного) захвата нейтрона ураном и σ_{cU} — полное сечение захвата. Величина ν выражается следующим образом:

$$\theta = \frac{c_U \sigma_{cU}}{c_U \sigma_{cU} + c_H \sigma_{cH}}. \quad (9)$$

Основной задачей расчета является определение величины ϕ в зависимости от состава системы. Используя для случая разбавления водородом то обстоятельство, что при каждом столкновении с ядром водорода нейтрон рассеивается по энергии с равномерной плотностью по всему интервалу от нуля до энергии перед столкновением, и вводя w — вероятность быть захваченным при данном столкновении, Зельдович и Харитон получают интегральное уравнение

$$\phi(E) = (1 - w(E)) \frac{1}{E} \int_0^E \phi(\varepsilon) d\varepsilon,$$

интегрирование которого с учетом того обстоятельства, что при E , сколько-нибудь значительно превышающих E_p , ϕ приближается к некоторому асимптотическому значению, приводит к выражению

$$\phi = \exp\left(-\int_0^\infty w d \ln E\right). \quad (10)$$

Вероятность быть захваченным при первом столкновении, когда энергия нейтрона равна E , выражается, очевидно, следующим образом:

$$w = w(E) = \frac{c_U \sigma_{cU}(E)}{c_U \sigma_{cU}(E) + c_H \sigma_{cH}(E)}. \quad (11)$$

Если бы мы располагали точными данными о зависимости σ_{cU} от энергии, то вычисление ϕ могло бы быть произведено численным интегрированием (10), вычисляя ϕ с помощью формулы Брейта и Вигнера со значениями $\sigma_r = 3000 \cdot 10^{-24}$ и $\Gamma = 0,2$ (эти значения более или менее соответствуют имеющимся данным по поглощению медленных нейтронов в уране) и принимая $\sigma_{cH} = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, Зельдович и Харитон получили для случая равных атомных концентраций водорода и урана ($\eta = 1$) значение $\phi = 0,84$. Однако такой расчет мало надежен ввиду того, что формула, соответствующая одному резонансному уровню, по-видимому, неприменима к рассматриваемому случаю [65]. Прямой опыт Гальбана, Коварского и Савича [26] дает $\phi = 0,86$ при $\eta = 62 = c_H/c_U$, что отвечает значительно большему захвату в равных условиях.

В связи с ненадежностью применения формулы Брейта—Вигнера Зельдович и Харитон используют то обстоятельство, что $\int w d \ln E$ обратно пропорционален корню квадратному из отношения c_H/c_U , ранее обозначенному η , т.е.

$$\phi = \exp\left(-\alpha \sqrt{\frac{c_U}{c_H}}\right) = \exp\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{\eta}}\right).$$

Постоянная величина α может быть определена непосредственно из экспериментов Гальбана, Коварского и Савича [26], в которых известно c_H и c_U и определяется значение ϕ . Определив α , можно уже вычислить значение ϕ для любого состава, причем результат не будет зависеть от количества и распределения резонансных уровней в ядре урана. Таким путем получается $\alpha = 1,36$, а затем с помощью элементарных вычислений получаются значения θ и $\theta\phi$ для различных соотношений концентраций водорода и урана.

Эти значения приведены в табл. II.

Таблица II

$\eta^*)$	1	2	4	8	17	62
θ	0,422	0,855	0,748	0,547	0,410	0,160
ϕ	0,251	0,377	0,501	0,613	0,716	0,840
$\theta\phi$	0,231	0,331	0,374	0,366	0,284	0,134

^{*)} Значения η , равные 17 и 62, соответствуют опытам Андерсона, Ферми и Сциларда [64] и Гальбана, Жолио и Коварского [62]

Максимальное значение $\theta\phi$ соответствует $\eta = c_H/c_U \approx 4$ и равно $\sim 0,375$. Следовательно, критические условия для возникновения взрыва (7) будут

выполнены, если v будет больше $1/0,375$, т.е. больше 2,75. Анализируя с помощью изложенного метода результаты Жолио и др. [62], Зельдович и Харитон [77] получают для n значение 1,95; следовательно, максимальное возможное значение критерия $v\theta\phi$ составляет $0,375 \cdot 1,95 = 0,73$. Значит, ни при каком составе смеси урана с водой невозможны бесконечное разветвление цепей и взрыв урана. Наибольшим наблюдаемым эффектом может быть увеличение интенсивности источника нейтронов за счет нейтронов, получающихся от деления.

Это увеличение согласно (6) будет

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{1 - v\theta\phi} \approx 4.$$

Именно такого порядка эффект наблюдался Гальбаном, Жолио, Коварским и Перреном [79] при исследовании распределения нейтронов в большой массе (300 кг) урана, смешиваемого с водой в различных отношениях.

Интересно отметить, что анализ данных Жолио и др. [62], проведенный «теоретически», т.е. на основе формулы Брейта—Вигнера с одним уровнем и соответственно со значением $\phi = 0,84$ при $\eta = 1$, что дает $\alpha = 0,168$ (вместо $\alpha = 1,36$ при «эмпирическом» определении с использованием данных работы Гальбана, Коварского и Савича [26]), дает для $v\theta\phi$ значение 0,68, т.е. весьма близкое к уже приведенному значению 0,73. Причину подобной нечувствительности величины критерия $v\theta\phi$ к способу расчета, т.е. к используемому при расчете значению ϕ , легко понять. Чем меньшим значением ϕ мы пользуемся при расчете, тем большее значение v мы будем получать (так как иначе не будет обеспечено экспериментально наблюдаемое распределение плотности нейтронов). Произведение же обеих величин $v\phi$ будет меняться весьма мало. Это обстоятельство в значительной мере способствует достоверности получаемого значения $v\theta\phi$.

7. Пути осуществления цепного взрыва урана на тепловых нейтронах. Мы пришли к заключению, что тепловой взрыв смеси урана с водой невозможен ни при каком соотношении количеств урана и воды. Для достижения взрыва, т.е. для увеличения величины $v\theta\phi$ до значения, превышающего единицу, можно попытаться использовать два пути: 1) замену водорода другим разбавителем, 2) обогащение урана легким изотопом с атомным весом 235. Рассмотрим каждый из этих путей.

Предположим, что мы заменяем водород, служащий для замедления нейтронов, каким-либо другим элементом с атомным весом m , сечением захвата σ_c и сечением рассеяния σ_s . При каждом столкновении

нейтрона с ядром «замедлителя» энергия нейтрона будет изменяться в среднем на $2m/(m+1)^2$ величины энергии, имевшейся перед столкновением (считая, что столкновения происходят, как в случае упругих шаров). В случае водорода это относительное изменение энергии равно 0,5, в случае дейтерия 0,45, в случае гелия 0,32, в случае углерода 0,142, в случае азота 0,125 и т.д. Если еще учесть, что для водорода в интересующем нас интервале энергий сечение рассеяния равно примерно $20 \cdot 10^{-24}$ см², а для элементов от дейтерия до азота оно равно примерно $2 \cdot 10^{-24}$ см², то в первом приближении можно будет сказать, что дейтерий замедляет в 10 раз «хуже» водорода, гелий в 17 раз, углерод в 35 раз, азот в 40 раз и т.д.

Отметим теперь, что водород при прочих равных условиях мог бы обеспечить условие взрыва, если бы его сечение захвата тепловых нейтронов было бы не $0,27 \cdot 10^{-24}$ см², а в ~ 5 раз меньше (этот результат получается, если к табл. II добавить ряд строк со значениями θ , вычисленными в предположении различных постепенно уменьшающихся значений $\sigma_{сн}$, и посмотреть, при каком значении $\sigma_{сн}$ впервые будет выполнено условие $v\theta\phi = 1$). Далее, мы можем утверждать, что для обеспечения возможности взрыва смеси урана с тем или иным разбавителем сечения захвата последних должны быть примерно во столько же раз меньше «взрывного сечения» водорода, равного $\sim 0,054 \cdot 10^{-24}$ см², во сколько раз данный разбавитель «хуже» замедляет нейтроны, чем водород. В результате получаем следующие «максимальные взрывные сечения захвата», выраженные в 10^{-24} см² для различных элементов, которые можно применять в качестве разбавителей (табл. III).

Таблица III

Элемент	D	He	C	N	O
Максимальное взрывное сечение захвата	0,0054	0,0032	0,0015	0,0013	0,0012
Сечение захвата	< 0,03	—	< 0,01	1,3	< 0,01

Для сравнения приводим в третьей строке табл. III данные Фриша, Гальбана и Коха [80] о сечениях захвата некоторых легких элементов. Видно, что данные о сечениях захвата нуждаются в дальнейшем уточнении.

Рассмотрим теперь, какая степень обогащения n урана изотопом с атомным весом 235 необходима для того, чтобы условие $v\theta\phi = 1$ было выполнено при разбавлении водородом.

В противоположность только что рассмотренным случаям, где расчет пришлось вести грубо приближенно, для различных содержаний урана-235 расчет

может быть выполнен строго в рамках метода, изложенного выше. Необходимо лишь во всех формулах, в которые входит величина σ_p , заменить ее величиной $n\sigma_p$.

Проведенный таким образом расчет показал, что величина $\nu\theta\varphi$ достигает значения 1 при $n \approx 1,85$. Напомним, что эта цифра относится к неограниченному объему. В случае конечного объема необходимо будет несколько большее обогащение — тем большее, чем меньше взятое количество смеси.

Следует отметить, что примерно двойное обогащение тех довольно значительных количеств урана, которые необходимы для осуществления цепного взрыва (как это будет показано в следующем разделе), представляет собой чрезвычайно громоздкую, близкую к практической невыполнимости задачу.

8. Критическая масса. В конечной массе урана с замедлителем необходимо, как на это указал Перрен [69], учитывать совместно изменение концентрации нейтронов во времени, связанное как с диффузией, так и с различными ядерными процессами (делением и захватом). Составим соответствующее уравнение для баланса плотности тепловых нейтронов ρ в системе, не снабженной внешним источником нейтронов:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D\Delta\rho + f\rho.$$

Здесь D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов, величину же f можно выразить следующим образом:

$$f = u \left(c_U \sigma_{cU} \nu \varphi - c_U \sigma_{cU} - \sum_i c_i \sigma_{ci} \right),$$

причем первый член соответствует количеству медленных нейтронов, появляющихся в единицу времени за счет актов деления с учетом того обстоятельства, что лишь часть φ замедляется без захвата на резонансный уровень урана-238. Последний член соответствует захвату нейтронов ядрами атомов замедляющих веществ.

Решение этого уравнения для сферической массы мы можем представить в виде

$$\rho = \sum_k \psi_k(r) \exp \left[t \left(f - x_k \frac{D}{r^2} \right) \right].$$

Легко видеть, что можно ограничиться рассмотрением первой собственной функции и первого характеристического числа, так как следующие члены суммы будут с увеличением t иметь относительно все меньшее значение. Поэтому можно взять решение вида

$$\rho = c_0 \psi_0 e^{pt}, \text{ где } p = f - \chi_0 \frac{D}{r^2},$$

из которого находим критический размер сферы

$$r_{кр} = \sqrt{\frac{\chi_0 D}{f}} = \pi \sqrt{\frac{D}{f}} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\lambda_s \lambda_c}{\nu \theta \varphi - 1}},$$

где λ_s и λ_c — длины пробега нейтрона для рассеяния и захвата соответственно.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть система состоит из смеси U_3O_8 с 99,5 % -ной тяжелой водой с количеством U_3O_8 17,5 % весовых, что соответствует $c_U : c_D = 1 : 100$. Сечения захвата дейтерия и кислорода будем считать равными нулю. Будем полагать, что окись урана равномерно распределена в воде. Тогда, полагая

$$\sigma_{sU} = 6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \sigma_{sD} = 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{sH} = 35 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ (для медленных нейтронов)},$$

$$\sigma_{sO} = 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \sigma_{cU} = 3,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{cH} = 0,27 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \nu = 1,95,$$

находя для φ из табл. II с помощью соображений, приведенных на с. 119^(4*), значение 0,7 и вычисляя по (9) $\theta \approx 0,959$, получим $\nu\theta\varphi \approx 1,3$ и далее

$$R_{кр} \approx \frac{\pi}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{4,6 \cdot 450}{0,3}} \approx 150 \text{ см},$$

или для критической массы окиси урана и воды

$$M_{кр}^{U_3O_8} \approx 2,5 \text{ т}, M_{кр}^{D_2O} \approx 15 \text{ т}.$$

Остановимся, наконец, вкратце на вопросе о характере протекания процесса во времени в системе, в которой могут быть достигнуты критические условия разветвления цепей (4) и (7), ограничиваясь предпосылками и выводами теории. Как мы видели (см. выше), в заданных условиях над пределом интенсивность реакции и концентрация нейтронов растут экспоненциально. При этом, однако, при сколько-нибудь значительной вероятности разветвления цепи время нарастания скорости реакции в e раз оказывается порядка 10^{-7} с (для быстрых нейтронов) ^(5*). За время 10^{-4} — 10^{-5} с выделившейся энергии окажется достаточно для испарения всей смеси, причем мы приняли, что реакция вызвана космическими нейтронами. При столь быстром разворачивании реакции нельзя более отвлекаться от рассмотрения самого процесса создания сверхкритических условий, как это делает, например, Флюгге [82]. Оказывается необходимым детальный анализ перехода через предел, т.е. протекания реакции вблизи $p = 0$, где поведение системы чувствительно зависит от ряда факторов, которыми можно пренебречь вдали от предела. Так, расходование урана и возникновение новых ядер, способных захватывать нейтроны, затрудняют разветвление цепей. Расчеты показывают, что еще сильнее (в $\sim 10^8$ раз) влияние теплового расширения, вызываемое выделением энергии ядерной реакции. Значение теплового расширения связа-

но с тем, что для смеси постоянного состава из формул Перрена следует

$$(R\delta)_{кр} = \text{const}$$

(δ — плотность урана или урансодержащего вещества), или

$$(R^3\delta^3)_{кр} \sim (M\delta^2)_{кр} = \text{const}$$

(M — масса), так что критическая масса растет с уменьшением плотности, а в системе заданной массы уменьшение плотности ухудшает условия разветвления цепей.

Весьма малое время релаксации развития нейтронных цепей приводит к тому, что при любом способе перехода критических условий (добавление урана, сближение двух частей системы) ядерная реакция идет с такой интенсивностью, что в результате расходования урана и теплового расширения в среднем все время поддерживается $p = 0$ и реакция прекращается практически одновременно с прекращением подачи урана или сближения частей системы [83]. При этом начавшийся цепной распад прекращается, не затрагивая критическую массу урана. В этом отношении система существенным образом отличается от взрывчатых веществ и по своей саморегулируемости, напротив, была бы чрезвычайно удобна для энергетических применений, специальные же приспособления (например, добавка кадмия; см. [71,72]) бесполезны.

Любопытно отметить, что наличие даже небольшого количества (1 %) запаздывающих нейтронов, испускаемых с полупериодом ~ 10 с после деления, заметно затягивает развитие реакции вблизи критических условий, однако время релаксации и в этом случае остается достаточно малым для того, чтобы сделанные выше выводы были справедливы.

9. Энергетические перспективы. Изложенный в предыдущих разделах материал показывает, что в настоящий момент еще нельзя сделать окончательные заключения о возможности или невозможности осуществления в уране ядерной реакции деления с бесконечно разветвляющимися цепями. Если такая реакция осуществима, то, как указывалось в предыдущем разделе, автоматически осуществляется регулировка скорости реакции, обеспечивающая спокойное ее протекание, несмотря на огромное количество находящейся в распоряжении экспериментатора энергии. Это обстоятельство исключительно благоприятно для энергетического использования реакции. Приведем поэтому — хотя это и является делением шкуры неубитого медведя — некоторые числа, характеризующие возможности энергетического использования урана.

Если процесс деления идет на быстрых нейтронах; следовательно, реакция захватывает основной изотоп урана (U^{238}), то теплотворная способность урана составляет $Q_U = 2 \cdot 10^8$ эВ = $4,6 \cdot 10^9$ кг·кал·моль⁻¹ = $1,8 \cdot 10^{13}$ кг·кал/т; соответствующая цифра для угля будет $Q_C = 8 \cdot 10^6$ кг·кал/т. При соотношении $Q_U/Q_C \approx 2 \cdot 10^6$ и соотношении ^(6*) цен урана и угля на мировом рынке ~ 500 стоимость калории из основного изотопа урана оказывается примерно в 4 000 раз дешевле, чем из угля (если, конечно, процессы «сжигания» и теплосъема не окажутся в случае урана значительно дороже, чем в случае угля). В случае медленных нейтронов стоимость «урановой» калории (если исходить из вышеприведенных цифр) будет, принимая во внимание, что распространенность изотопа U^{235} равна 0,007, уже лишь в 30 раз дешевле «угольной» калории при прочих равных условиях.

Мировая продукция урановых руд и соединений составила в 1934 г. [84] примерно 700 т (не считая США). В переводе на уран это даст ~ 300 т, что эквивалентно $6 \cdot 10^8$ т угля, т.е. более половины мировой ежегодной добычи угля при осуществлении процесса на быстрых нейтронах и лишь $5 \cdot 10^6$ т в случае медленных. Сравнительно большая распространенность [85] урана (некоторые авторы считают, что распространенность урана такая же, как распространенность меди), вероятно, даст возможность в случае необходимости значительно увеличить добычу.

Следует ожидать, что вопрос о возможности или невозможности осуществления цепного «горения» урана на медленных, либо на быстрых нейтронах будет решен в ближайшее время. До положительного решения этого вопроса более детальный анализ энергетических перспектив, связанных с ураном, вряд ли целесообразен.

Добавление. На майской сессии Академии наук СССР К.А. Петржак и Г.Н. Флеров сообщили, что ими обнаружено появление осколков урана в отсутствие источника нейтронов. Количество наблюдавшихся ими актов деления было очень невелико. Петржак и Флеров указывают, что если осколки связаны с самопроизвольным распадом урана, то соответствующее время полураспада равно 10^{16} лет, если распадается U_{238} , или же 10^{14} и 10^{12} лет для U_{235} и U_{234} соответственно.

Для тория аналогичный эффект не был обнаружен.

ПРИМЕЧАНИЯ

⁽¹⁾ Полагают, что все сечения захвата изменяются обратно пропорционально скорости нейтронов.

(2) Судя по данным последних работ [27, 72], для σ_{SU} следовало бы взять несколько большее значение, однако это несущественно отразится на результате расчета.

(3) Формула Брейта — Битера для сечения захвата нейтрона, имеющего энергию E , ядром при наличии одного резонансного уровня имеет следующий вид:

$$\sigma_E = \sigma_r \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

здесь σ_r , как легко видеть, есть значение σ_E при $E = E_r$, т.е. при резонансе, Γ — ширина резонансного уровня. Формула дает максимум при $E = E_r$, затем при уменьшении энергии нейтрона величина σ_E быстро уменьшается (тем быстрее, чем меньше Γ), оставаясь весьма малой до тех пор, пока E не уменьшится до такой степени, что $\sqrt{E_r/E}$ не станет достаточно большим.

(4) Кислород и дейтерий полагались эквивалентными дополнительному количеству водорода, и находилось эффективное значение η . Затем из табл. II интерполяцией находилось значение ϕ , соответствующее полученному значению η .

(5) Адлер [81] детально рассматривает кинетику процесса внутри указанного интервала времени в специальном случае некоторого количества нейтронов, сконцентрированных в начальный момент в центре сферы. Эти расчеты, относящиеся к протеканию процесса за время, меньшее времени диффузии, не имеют отношения к разобранному нами ниже протеканию реального процесса.

(6) Соотношение цен взято для окиси урана. Металлический уран в настоящее время еще значительно дороже, а он как раз и был бы нужен для использования основного изотопа (см. с. 116).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss. **26**, 756(1939); **27**, 11 (1939).
2. J. Curie, P. Savitch. C.R. 206,906,1643 (1938); J. Phys. et Rad. **9**, 355(1938).
3. E. Fermi, F. Amaldi, O. Agostino, F. Rasetti, E. Segre. Proc. Roy. Soc. **146**, 483(1934).
4. L. Meitner, O. Frisch. Nature. **143**, 239 (1939).
5. N. Bohr. Nature. **137**, 344, 351 (1936).
6. N. Bohr, F. Kalkar. Kgl. Danske Vid. Selskab. Math. Phys. Med. **14**, Nr. 10(1937).
7. O. Frisch. Nature. **143**, 276 (1939).
8. F. Joliot. C. R. **208**, 341 (1939).
9. W. Jentschke, F. Prankl. Naturwiss. **27**, 134 (1939).
10. G. Droste. Naturwiss. **27**, 198 (1939).
11. J. Thibaud, A. Moussa. C. R. **208**, 652 (1939).
12. J. Noddak. Ang. Chemie. **47**, 653 (1934).
13. R. Roberts, R. Meyer, L. Hafstad. Phys. Rev. **55**, 416 (1939).
14. R. Fowler, R. Dodson. Phys. Rev. **55**, 417 (1939).
15. G. Green, L. Alvarez. Phys. Rev. **55**, 417 (1939).
16. P. Abelson. Phys. Rev. **55**, 418 (1939).
17. N. Feather. Nature. **143**, 597 (1939).
18. D. Corson, R. Thornton. Phys. Rev. **55**, 509 (1939).
19. Н. Перфилов. ДАН. **23**, 893 (1939).
20. А. Жданов, Л. Мысовский, ДАН. **23**, 136 (1939).
А. Жданов, Л. Мысовский, М. Мысовская. ДАН. **23**, 341 (1939).
А. Жданов, Л. Мысовский, ДАН. **25**, 9 (1939).
21. E. Mc Millan. Phys. Rev. **55**, 510 (1939).
22. L. Meitner, O. Hahn, F. Strassmann. J. Physik. **106**, 249 (1937).
23. A. Grosse, E. Booth, J. Dunning. Phys. Rev. **56**, 382 (1939).
24. H. Anderson, E. Booth, J. Dunning, E. Fermi, G. Glasoe, F. Slack. Phys. Rev. **55**, 511 (1939).
25. R. Ladenburg, M. Kanner, H. Barshall, C. van Vooris. Phys. Rev. **56**, 168(1939).
26. H. Halban, L. Kowarski, P. Savitch. C. R. **208**, 1396 (1939).
27. L. Goldstein, A. Rogozinski, R. Walen. J. Phys. et Rad. **10**, 477 (1939).
28. N. Bohr. Phys. Rev. **55**, 418 (1939); Nature. **143**, 330 (1930).
29. N. Bohr, K. Wheeler. Phys. Rev. **56**, 426(1939).
30. Я. Френкель. ЖЭТФ. **9**, 641 (1939).
31. Flugge, G. Droste. Zs. physik. Chem. **42**, 274(1939).
32. L. Meitner, O. Frisch. Nature. **143**, 471 (1939).
33. В. Хлопин, М. Пассвик-Хлопина, Н. Волков. ДАН. **24**, 117(1939).
34. P. Abelson. Phys. Rev. **55**, 418, 470, 876(1939); **56**, 1 (1939).
35. N. Feather, E. Bretcher. Nature. **143**, 516(1939).
36. В. Хлопин, М. Пассвик-Хлопина, Н. Волков. ДАН, **24**, 847(1939).
37. В. Хлопин, М. Пассвик-Хлопина, Н. Волков. ДАН. **24**, 851(1939).
38. O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss. **27**, 451 (1939).
39. G. Seaborg, Segre. Phys. Rev. **55**, 808(1939).
40. O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss. **27**, 89(1939).
41. F. Heyn, A. Aten, C. Bakker. Nature. **143**, 516(1939).
42. A. Langsdorf. Phys. Rev. **56**, 205(1939).
43. A. Snell. Phys. Rev. **52**, 1007(1937).
44. O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss. **27**, 529(1939).
45. O. Hahn, F. Strassmann. Physik. Zs. **40**, 673(1939); Naturwiss. **28**, 54(1940).
46. J. Thibaud, A. Moussa. C. R. **208**, 744(1939).
47. R. Dodson, R. Fowler. Phys. Rev. **55**, 880(1939).
48. E. Bretcher, L. Cook. Nature. **143**, 559(1939).
49. O. Hahn, F. Strassmann, S. Flugge. Naturwiss. **27**, 544(1939).
50. F. Heyn, A. Aten, C. Bakker. Nature. **143**, 679(1939).
51. J. Nishina, T. Yasaki, H. Esoe, K. Kimura, M. Ikawa. Nature. **144**, 547(1939).
52. L. Meitner. Nature. **143**, 637(1939).
53. F. Joliot. J. de Phys. et Rad. **10**, 159(1939).
54. T. Bjerge, K. Brostrom, J. Koch. Nature. **143**, 794(1939).
55. R. Roberts, R. Meyer, P. Wang. Phys. Rev. **55**, 510(1939).
56. R. Roberts, L. Hafstad, R. Meyer, P. Wang. Phys. Rev. **55**, 664(1939).
57. D. Gibbs, G. Thomson. Nature. **144**, 202(1939).
58. G. Fertei, P. Moon, G. Thomson, C. Winn-Williams. Nature. **142**, 829(1938).
59. J. Mouzon, R. Park, J. Richards. Phys. Rev. **55**, 668(1939).
60. J. Mouzon, R. Park. J. Phys. Rev. **56**, 238(1939).
61. W. Zinn, L. Szilard. Phys. Rev. **55**, 799(1939); **56**, 619(1939).
62. H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski. Nature. **143**, **470**, 680(1939).
63. H. Anderson, E. Fermi, H. Hanstein. Phys. Rev. **55**, 797(1939).
64. H. Anderson, E. Fermi, L. Szilard. Phys. Rev. **56**, 284(1939).
65. H. Anderson, E. Fermi. Phys. Rev. **55**, 1106(1939).
66. M. Dode, H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski. C. R. **208**, 995(1939).
67. H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski. Nature. **143**, 939(1939).
68. T. Hagiwara. Rev. Phys. and Chem. Japan. **13**, 145(1939).
69. F. Perrin. C. R. **208**, 1394(1939).
70. R. Peirls. Proc. Camb. Phil. Soc. **35**, 610(1939).
71. Я. Зельдович, Ю. Харитон. ЖЭТФ. **9**, 1425(1939).
72. M. Whittaker, C. Barton, W. Bright, E. Murphy. Phys. Rev. **55**, 793(1939).
73. C. Haenny, A. Rosenberg. C. R. **208**, 898(1939).
74. L. Goldstein, A. Rogozinski. C. R. **206**, 1835(1939).
75. F. Perrin. C. R. **208**, 1573(1939).
76. F. Adler, H. Halban. Nature. **143**, 793(1939).
77. Я. Зельдович, Ю. Харитон. ЖЭТФ. **10**, 196(1940).
78. Н.Н. Семенов. Цепные реакции, Ленинград, 1934.
79. H. Halban, F. Joliot, L. Kowarski, F. Perrin. J. Phys. et Rad. **10**, 428(1939).
80. O. Frisch, H. Halban, J. Koch. Nature. **140**, 895(1937).
81. F. Adler. C. R. **209**, 301 (1939).
82. S. Flugge. Naturwiss. **27**, 402(1939).
83. Я. Зельдович, Ю. Харитон. ЖЭТФ. **10**, 477(1940).
84. Krusch. Die metallische Rohstoffe, I. Heft, Stuttgart, 1937.
85. J. Mellor. A Comprehensive Treatise of Anorg. and Phys., Chemistry. **12**, **3**, London, 1932.