

УДК 539.19.17

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА

В. С. Барашенков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор современного состояния проблемы. Рассмотрено применение реакций расщепления для переработки ^{238}U и ^{232}Th в легкоделящиеся изотопы ^{239}Pu и ^{233}U для создания уникальных нейтронных источников высокой интенсивности и для накопления больших количеств нейтронодефицитных изотопов. Оценки показывают перспективность каждого из этих направлений. Результаты расчетов хорошо согласуются с известными экспериментальными данными.

A review of the modern status of the problem is given. The application of spallation reactions to the transmutation of ^{238}U and ^{232}Th into easily fissile fuel ^{239}Pu and ^{233}U , to the construction of the unique high flux neutron generators and to the accumulation of a large supply of neutrondeficit isotopes is considered. The estimations point on the perspective of any of these aspects. The results of the calculation agree with the known experimental data.

ВВЕДЕНИЕ

Оценки показывают, что запасы наиболее энергоемких и удобных для использования видов органического топлива (газа и нефти) в основном будут исчерпаны уже в ближайшие десятилетия*. Более значительны запасы каменного угля. При современных темпах развития экономики они смогут обеспечивать энергетику, по крайней мере, в течение сотни лет. Но это, к сожалению, связано с очень серьезными экологическими вопросами.

Радикальным решением энергетической проблемы, казалось бы, мог быть термоядерный синтез. Однако, несмотря на весьма оптимистические первоначальные прогнозы, на этом пути по-прежнему стоят еще чрезвычайно сложные научно-технические задачи. Сейчас речь идет о том, чтобы в ближайшие 5—10 лет создать всего лишь модель установки, которая показала бы принципиальную возможность управляемой термоядерной реакции. Что же

* Общее мировое производство энергии за последние 25 лет возросло втрое — в среднем по 5% в год. При этом потребление природного газа увеличилось в 7 раз, а нефти — в 5 раз.

касается экономически выгодных устройств для промышленного получения термоядерной энергии, то для их создания потребуются, по-видимому, еще десятки лет. Кроме того, пока речь идет лишь о ($t - d$)-реакции, которая не только сжигает добываемый из воды дейтерий, но и требует постоянных забот о воспроизводстве трития (в частности, добычи ${}^6\text{Li}$). Использование в энергетических целях ($d - d$)-реакции представляется весьма проблематичной задачей из-за потерь на излучение, которые очень велики при температурах, соответствующих стационарному режиму. Большие трудности связаны и с другими возможными термоядерными процессами.

Можно было бы надеяться, что по мере истощения газо-нефтяных ресурсов современная химическая энергетика будет достаточно быстро заменяться ядерной, использующей реакторы, основанные на реакции деления. Такая энергетика активно развивается и уже сейчас оказывается экономически выгодной во многих районах, удаленных от месторождений легкодоступного химического топлива. Однако изотоп ${}^{235}\text{U}$, который используется в обычных реакторах на тепловых нейтронах, составляет в природном уране всего лишь 0,7%. Остальная часть урана почти не используется в низкоэнергетической реакции деления.

По своему энергетическому эквиваленту использующиеся в настоящее время сравнительно богатые урановые руды не сильно отличаются от известных сейчас запасов нефти и газа. Вместе с тем если бы изотопы ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$ удалось переработать в «ядерное горючее» ${}^{239}\text{Pu}$ и ${}^{233}\text{U}$, то суммарного количества урана и тория, содержащегося в нашей планете на глубинах до 1,5 км, было бы вполне достаточно для удовлетворения всех потребностей в энергии в течение сотни миллионов лет, даже если эти потребности будут в 50—100 раз превышать современный уровень [1, 2]. Хотя основная масса урана и тория находится в рассеянном, труднодоступном пока для практического использования состоянии, в будущем использование этих запасов безусловно станет экономически выгодным*. Кроме того, около четырех миллиардов тонн урана растворено в воде океанов. Уже известные сейчас технологические методы позволяют выделить пятую часть этих запасов по цене, которая лишь в 10 раз больше современной стоимости урана.

* Еще в 1955 г. на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве Браун и Сильвер привели данные по добыче рассеянного урана и тория из гранитов. Им удалось выделить пятую часть всего содержащегося в исходном материале урана и тория при энергетических затратах, во много раз меньших энергии, заключенной в выделенных делящихся ядрах. В целом энергетический эквивалент содержащихся в земной коре тяжелых делящихся ядер по порядку величины такой же, как у дейтерия в Мировом океане.

Я благодарен Л. Н. Усачеву за разъяснение этих вопросов.

Как видно, потенциальные запасы делящихся веществ очень велики и проблема заключается в разработке эффективного процесса ядерного бридинга, при котором изотопы ^{238}U и ^{232}Th будут перерабатываться в легко делящиеся элементы ^{239}Pu и ^{233}U . Сейчас можно определенно сказать, что дальнейшее долговременное устойчивое развитие энергетики невозможно без процесса ядерного бридинга (рис. 1).

Для реализации ядерного бридинга необходимо, чтобы при каждом распаде ядра в среднем выделялось по крайней мере на один нейтрон больше, чем это требуется для поддержания обычной цепной реакции деления. За счет этого дополнительного нейтрона в (n, γ) -реакции как раз и образуется новое легко делящееся ядро ^{239}Pu или ^{233}U . Если учесть, что на каждый нейтрон, поглощаемый ядром, потери, связанные с утечкой нейтронов и поглощением их в конструктивных материалах и осколках деления, составляют приблизительно 0,2 нейтрона, то для поддержания ядерного бридинга на каждый распад ядра в системе в среднем должно образовываться не менее 2,2 нейтрона*.

Такой выход нейтронов можно обеспечить в реакторах на быстрых нейтронах, использующих в активной зоне ^{239}Pu , ^{235}U или ^{233}U , а при некоторых специальных условиях (тяжеловодные реакторы, ^{233}U) — и в области тепловых нейтронов. Однако получающееся при этом количество нейтронов лишь незначительно превышает минимально необходимое значение (рис. 2) и переработка ^{238}U и ^{232}Th в ядерное горючее в современных реакторах-размножителях происходит со скоростью в несколько раз меньшей той, которая необходима для того, чтобы перевести экономику с химического топлива на ядерное без значительного снижения темпов ее развития (время удвоения мощностей современной энергетики составляет около семи лет).

Каким образом можно увеличить скорость накопления Pu и ^{233}U в ядерных бридерах и остаться при этом в «экономически разумных» пределах стоимости получаемых делящихся материа-

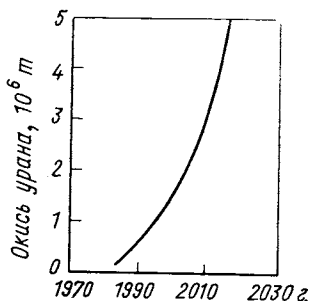


Рис. 1. Ожидаемые потребности в урановой руде в предположении, что ядерная энергетика будет целиком базироваться на обычных реакторах, потребляющих ^{235}U .

Данные взяты из статьи Т. Р. Бампа в «Сэинтифик Америкен» (№ 5, 1967). Аналогичные данные приводятся в работах других авторов. Все они являются, конечно, грубо оценочными и несколько различаются между собой, однако, несомненно, правильно характеризуют ситуацию: удовлетворение нужд энергетики только лишь на основе ^{235}U приведет к быстрому истощению природных запасов урана

* Это с учетом размножения нейтронов в «перерабатываемом веществе» ^{238}U или ^{232}U . Среднее число нейтронов, рождающихся в одном акте деления ядра, $\nu < 2,2$.

лов, остается пока не ясным *. Другими словами, если не произойдет какой-то неожиданной революции в реакторостроении, то перевод энергетики на реакторы, перерабатывающие ^{238}U и ^{232}Th , потребует очень больших стартовых количеств ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu . Вместе с тем успешное решение проблемы ядерного бридинга отодвинуло бы угрозу энергетического голода в чрезвычайно

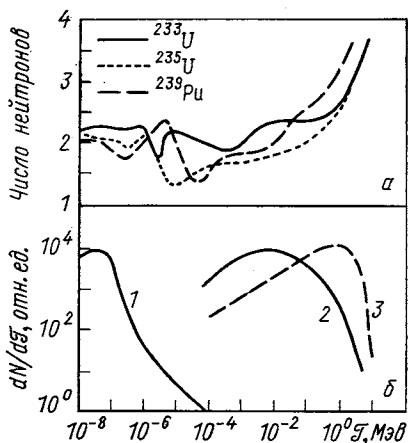


Рис. 2. Возможные области ядерного бридинга [1]:

а — зависимость среднего выхода нейтронов в (n, ν) -реакции на 1 нейтрон от энергии нейтронов в реакторе и вида делящегося вещества; б — типичный нейтронный спектр в реакторе на тепловых (1) и быстрых (2) нейтронах; 3 — спектр нейтронов деления. Все три спектра ограничены областью энергий \mathcal{E} , где средний выход нейтронов еще невелик

отдаленное будущее, поэтому изучение различных возможных путей в этом направлении представляет исключительную важность.

Выход нейтронов в делящейся среде резко возрастает при переходе к энергиям $\mathcal{E} \gg 1 \text{ Мэв}$. Этого нельзя добиться в цепной реакции деления (см. рис. 2, б), однако можно достигнуть с помощью непрерывной «подсветки» очень быстрыми нейтронами, генерируемыми внешним источником. В качестве такого источника можно использовать термоядерную реакцию, создающую поток нейтронов с энергиями $\mathcal{E} \approx 14 \text{ Мэв}$ (подробнее см. [3]), или ускоритель частиц с мишенью, конвертирующей пучок заряженных частиц в нейтроны. Число образующихся ядер ^{233}U и ^{239}Pu при этом должно быть достаточным для того, чтобы получаемая при их сжигании энергия восполняла затраты энергии во внешнем источнике. Процесс переработки природного U и Th в легко делящиеся ядра с помощью ускорителя получил название *электроядерного бридинга*, а сам способ получения потоков нейтронов размножением ускоренных частиц в плотных средах принято называть *электроядерным методом*.

* С различными возможностями растянуть время перехода на ядерную энергетику и соответствующими экономическими оценками (на примере экономики США) можно познакомиться, в частности, в обзоре Г. Бете — Необходимость ядерной энергетики.—«УФН», 1976, т. 120, с. 455.

Идея о том, что облучение делящихся сред пучком высокоэнергетических частиц должно порождать в этих средах мощные потоки нейтронов, которые в результате их захвата ядрами ^{238}U и ^{232}Th будут приводить к накоплению в облучаемом веществе изотопов ^{239}Pu и ^{233}U , была высказана уже давно (см., например, [4], где изложена история вопроса). В США, Канаде и Советском Союзе в этом направлении был выполнен ряд экспериментов и проведены теоретические расчеты, приведшие к обнадеживающим результатам, на основе которых были составлены проекты крупных промышленных установок [5—7].

Однако единого мнения о перспективности электроядерного бридинга для крупномасштабной энергетики не сложилось. Некоторые ведущие физики [8—10] отмечали, что электроядерный бридинг представляет собой один из наиболее вероятных резервных путей ядерной энергетики и поэтому заслуживает подробного изучения. Вместе с тем другие физики подчеркивали, что технические трудности, возникающие на этом пути, по их мнению, значительно больше тех, с которыми сталкивается дальнейшее совершенствование реакторов-размножителей: создание ускорителей с огромными токами, в тысячи и десятки тысяч раз превосходящими достигнутые на действовавших в то время ускорителях, трудности работы с динамической системой, какой является ускоритель, в условиях крайне высоких радиационных полей и т. п. Часть физиков считали, что идея электроядерного бридинга неприменима в самой основе, так как вследствие неизбежных потерь в установках их энергетический баланс не может быть положительным [11]. Все это привело к тому, что интерес к использованию ускорителей для производства делящихся материалов на некоторое время был в значительной степени потерян.

Вместе с тем быстрый прогресс ускорительной техники, опыт, накопленный при проектировании и строительстве сильноточных ускорителей, и, одновременно, большие трудности, по-прежнему стоящие на пути промышленного освоения термоядерной реакции и создания реакторов с достаточно коротким временем удвоения делящихся материалов, в последнее время вновь иницируют интерес физиков и инженеров к возможностям электроядерного метода. При этом привлекает внимание не только идея электроядерного бридинга, но и возможность одновременного использования установки как генератора сверхинтенсивных пучков нейтронов [$\geq 10^{17}$ нейтрон/(сек·стер)], которые можно применять для решения многих важных ядерно-физических и материаловедческих вопросов, проблем физики конденсированных сред и в других разделах науки [12], а также возможность накопления в облучаемом веществе наряду с делящимися материалами ряда важных изотопов, которые нельзя получить в реакторах, например ^{26}Al , ^{123}I и других нейтроноизбыточных ядер. Эти изотопы находят

все более широкое практическое применение, и их производство в ближайшем будущем станет важной отраслью ядерной индустрии [13]. Понятно, что два последних приложения электроядерного метода представляют интерес и при меньших токах ускоренных частиц, когда скорость накопления новых делящихся ядер еще сравнительно невелика. Возможность создания сильноточных ускорителей с токами ~ 100 ма, которые обеспечили бы достаточную скорость электроядерного бридинга, были надежны в работе и удовлетворяли требованиям радиационно-безопасной эксплуатации, в настоящее время уже не вызывает сомнений — это в значительной степени вопрос материальных затрат, хотя трудности технического порядка здесь еще весьма велики. Наряду с этим многие вопросы, связанные с физической стороной электроядерного метода, с его экономичностью и эффективностью, во многом остаются еще неясными и требуют дальнейшей проработки.

Положение облегчается тем, что в последние годы были созданы эффективные математические модели каскадов вторичных частиц, развивающихся в среде под действием высокоэнергетических первичных частиц. Эти модели позволяют воспроизвести развитие каскада и изменение свойств облучаемого вещества практически для любой геометрии и любого компонентного состава этого вещества, что дает возможность детально анализировать различные аспекты электроядерного процесса в самых разнообразных вариантах.

Цель настоящей работы — обзор современного состояния ядерно-физических аспектов этого исключительно важного прикладного направления физики высоких энергий.

Следует иметь в виду, что теоретическое моделирование прохождения высокоэнергетического излучения через делящиеся среды во многих случаях остается пока единственным способом, позволяющим достаточно быстро сравнивать свойства различных размножающих систем, так как экспериментальные исследования, как правило, весьма трудоемки и даже при измерениях усредненных интегральных характеристик требуют больших затрат времени. Поэтому последующее рассмотрение в значительной степени основывается на результатах теоретических расчетов.

Сравнение расчетных и известных экспериментальных данных характеризует точность теоретической модели. В некоторых важных случаях экспериментальная информация еще недостаточна для того, чтобы быть уверенным в точности теоретических расчетов. В частности, почти нет экспериментальных данных по выходу нейтронов внутри блоков делящихся веществ — одной из наиболее важных для электроядерного метода величин. К абсолютным значениям расчетных величин в этих случаях следует относиться с должной осторожностью, рассматривая их как оценочные.

Погрешности в средних значениях, связанные с неточностью расчетов (неопределенность параметров и т. п.), составляют, по-видимому, около 20%. Погрешности дифференциальных распределений в некоторых случаях могут быть еще больше.

Автор надеется, что настоящий обзор поможет более критически обсудить известные экспериментальные и теоретические данные, а это приведет к их последующему уточнению.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ДЕЛЯЩИМИСЯ СРЕДАМИ

Неупругие столкновения первичных частиц с атомными ядрами, как правило, сопровождаются расщеплением этих ядер и образованием быстрых вторичных частиц, которые в свою очередь вызывают расщепления ядер и появление следующих поколений частиц. В результате в среде образуется лавина постепенно замедляющихся и захватывающихся ядрами частиц: протонов, нейтронов, γ -квантов, а при высоких энергиях и различных типов мезонов.

В каскадную лавину дают вклад также частицы, которые образуются в процессах испарения и деления возбужденных ядер, остающихся после реакций расщепления. Представление об относительном вкладе, который вносят в поток нейтронов эти конкурирующие между собой процессы, можно получить из рис. 3, где показаны энергетические спектры трех основных компонентов быстрых нейтронов.

При неупругом взаимодействии с ядром урана протона с энергией 500 Мэв в среднем образуется около 15 вторичных частиц, при $T = 1$ Гэв * число таких частиц возрастает почти до 20 и продолжает увеличиваться с ростом энергии (см. [16—18], где приведена подробная библиография).

Под действием высокоэнергетических частиц делятся не только уран и торий, но и другие тяжелые элементы, например висмут, свинец, вольфрам, обычно рассматриваемые как неделяющиеся. Зависимость сечения деления σ_f от массового числа ядра A и энергии первичного протона T показана на рис. 4 и 5.

Уменьшение вероятности деления урана (и тория) с ростом T и снижение степени роста сечений деления более легких ядер объясняются тем, что по мере перехода к более высоким энергиям после каскадной стадии процесса образуются все более легкие остаточные ядра, барьер деления при этом возрастает, а вероятность деления соответственно падает. Нарушение монотонной зависимости $\sigma_f(A)$ при $A = 200 \div 210$ обусловлено влиянием

* Здесь и везде далее T — кинетическая энергия первичной частицы; \mathcal{E} — кинетическая энергия вторичных частиц.

оболочечной структуры ядер вблизи дважды магического ядра с $A = 208$. Делимость двух соседних ядер ^{207}Pb и ^{209}Bi поэтому и различается в полтора раза (см. рис. 4).

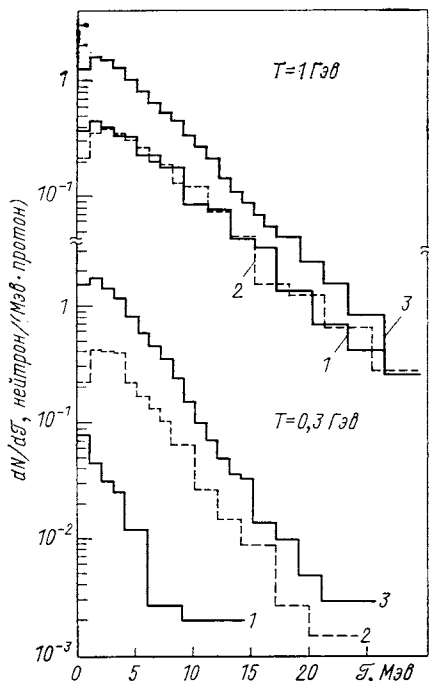


Рис. 3. Низкоэнергетическая часть спектра нейтронов, образующихся при неупругом столкновении $p + ^{238}\text{U}$ при энергии T [15]:

1 — спектр нейтронов взаимодействий, происходящих без деления; 2 — спектр нейтронов, испущенных ядром до его деления; 3 — спектр нейтронов деления (испарение из возбужденных осколков)

Для описания взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами разработаны хорошо согласующиеся с экспериментом теория внутриядерных каскадов и статистическая теория распада возбужденных остаточных ядер [16—18]. Результаты расчетов слабо чувствительны к варьированию параметров модели. Последнее можно видеть, в частности, из рис. 4 и 5, где показана зависимость от параметра плотности уровней — одной из наиболее важных феноменологических величин теории.

Хорошо описываются теорией также электромагнитные взаимодействия частиц с электронными оболочками атомов. Учет этих

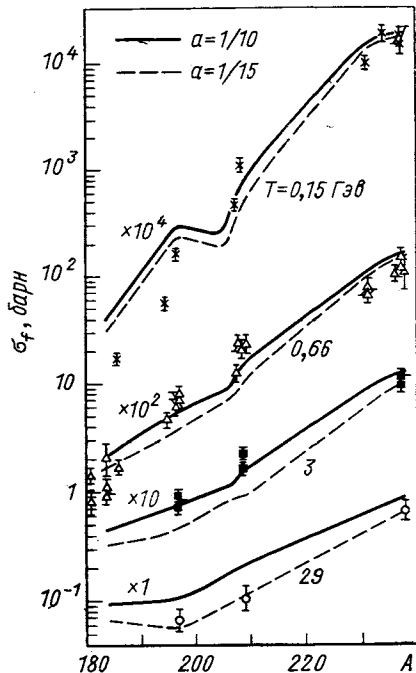


Рис. 4. Сечение деления ядер высокоэнергетическими протонами [17].

Теоретически кривая рассчитана для двух значений параметра плотности уровней $a_{\text{пл.ур.}} = aA/\text{Мэв}$. Статистические погрешности расчета около 7%

взаимодействий очень важен, так как они приводят к потере значительной части энергии частиц, особенно в области энергий, меньших нескольких сот *Мэв*. Доля энергии первичной частицы,

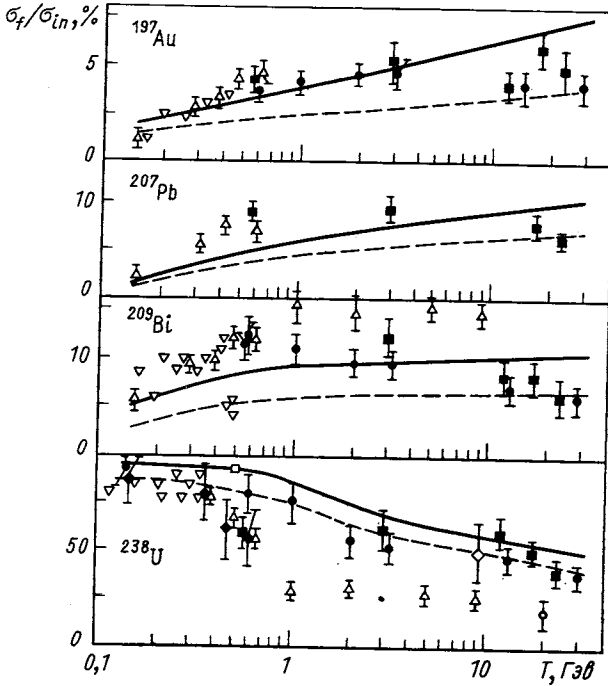


Рис. 5. Делимость ядер при различных энергиях протонов [17].

Как и на рис. 4, сплошная и пунктирная кривые — результат расчета соответственно для $a = 1/10$ и $1/15$. При $T > 1$ Гэв наиболее точные экспериментальные точки ■ и ●

которая приходится на один распространяющийся в среде медленный нейтрон, при этом резко возрастает (рис. 6 и 7).

За счет ионизационных потерь каскадные протоны быстро замедляются до их остановки* и лавина распространяющихся в среде частиц постепенно обогащается нейтронами и превращает-

* При вычислениях остановившимися считаются все протоны, кинетическая энергия которых меньше некоторой $\mathcal{T}_{гр}$; их кинетическая энергия включается в тепловыделение. Обычно считается, что $\mathcal{T}_{гр} \approx 15$ Мэв, однако это значение является довольно условным и определяется лишь требованием малости ионизационного пробега при $\mathcal{T} < \mathcal{T}_{гр}$. Варьирование $\mathcal{T}_{гр}$ вблизи указанного значения слабо влияет на результаты расчета.

Для других частиц $\mathcal{T}_{гр} \approx 15 m_i/m_p$, где m_i — масса частицы; m_p — масса протона ($\lambda_{иониз} \sim 1/m_i$).

ся в поток медленных нейтронов. Этому соответствует область энергий $\mathcal{E} \lesssim 10,5$ Мэв. Основное число столкновений с атомными ядрами происходит именно в этой области. Относительный вклад неупругих столкновений быстрых частиц составляет лишь около

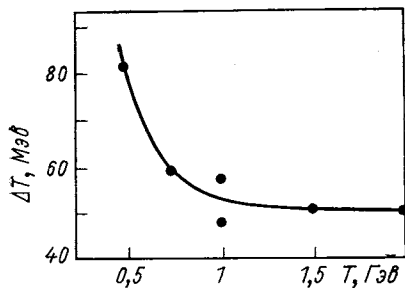


Рис. 6. Часть энергии первичного протона с энергией T , приходящаяся на один медленный нейтрон, вылетающий из толстой свинцовой мишени [15].

Наиболее выгодна для электроядерного метода область энергий $T \gtrsim 1$ Гэв

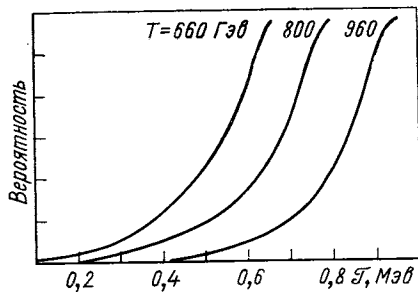


Рис. 7. Потеря энергии протоном в урановом блоке вследствие ионизационных процессов.

\mathcal{E} — энергия протона перед первым ядерным столкновением. Кривые рассчитаны методом Монте-Карло

1%, а доля быстрых частиц в полном числе упругих и неупругих столкновений еще меньше и снижается с ростом энергии первичной частицы T (табл. 1).

Таблица 1

Среднее число взаимодействий частиц лавины, порожденной одним протоном с энергией T в большом блоке из естественной смеси изотопов урана [19]

Параметр	$T, \text{ Мэв}$			
	300	400	500	600
N^{in}	100	184	280	430
$N^{in} (\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв})$	1,7	2,1	3,1	4,6
N^t	700	1290	1990	3030
$N^t (\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв})$	3,0	4,0	5,8	8,5

N^{in} — число неупругих взаимодействий; N^t — полное число упругих и неупругих взаимодействий. N^{in} и N^t дают представление о степени разветвленности («мощности») каскадной лавины в блоке.

Погрешности расчета в настоящее время в значительной степени связаны с приближенным описанием нуклон-ядерных столкновений при \mathcal{E} порядка нескольких десятков Мэв. Для этого

обычно используется модель компаунд-ядра, в то время как существенны предкомпаундные процессы, методы расчета которых разработаны лишь недавно.

Следует ожидать, что учет предкомпаундных процессов (благодаря уменьшению вклада реакций с испусканием нескольких нейтронов) несколько снизит расчетный выход нейтронов и тепловыделение. Этот вопрос заслуживает более детального изучения.

Для описания поведения нейтронов с энергией $\mathcal{E} \ll 10,5 \text{ Мэв}$ можно использовать методы, развитые в теории реакторов. «Входной» энергетический спектр таких нейтронов, сформировавшийся в результате ядерных взаимодействий при более высоких энергиях, показан на рис. 8. В этот спектр дали вклад все нейтроны, вылетевшие из ядер в результате каскада реакций расщепления, испарения и деления, а также нейтроны, образовавшиеся с энергией $\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв}$ и снизившие ее вследствие одного или большего числа упругих ядерных столкновений. Спектр имеет максимум при $\mathcal{E} \approx 1 \text{ Мэв}$ и в несколько раз больше среднее значение $\langle \mathcal{E} \rangle$. Характерные особенности спектра довольно слабо зависят от энергии первичных частиц и от типа мишени.

Весь расчет распределения лавины частиц в веществе удобно выполнять методом Монте-Карло, непосредственно моделируя ядерные взаимодействия и прослеживая «судьбу» каждой частицы от точки ее образования до захвата одним из ядер, распада (в случае мезонов) или выхода из блока. Хотя полное число всех упругих и неупругих столкновений частиц лавины с ядрами вещества очень велико и быстро возрастает с увеличением энергии первич-

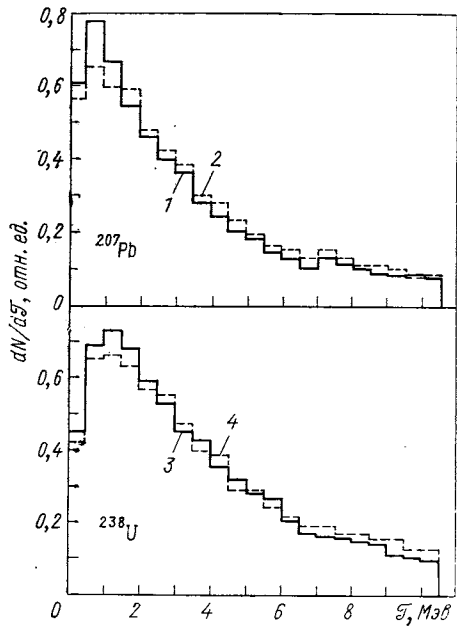


Рис. 8. Энергетическое распределение нейтронов, образовавшихся в ядерных реакциях при $\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв}$ в урановом и свинцовом блоках под действием протонов с различной энергией [14]:

верхний рисунок $T=960 \text{ Мэв}$, $61 \times 20,4 \text{ см}$;
 1 — а.пл. ур. = $A/10 \text{ Мэв}^{-1}$, $\langle \mathcal{E} \rangle = 3,2 \text{ Мэв}$;
 2 — а.пл. ур. = $A/20 \text{ Мэв}^{-1}$, $\langle \mathcal{E} \rangle = 3,4 \text{ Мэв}$;
 нижний — $T=800 \text{ Мэв}$, $30 \times 10 \text{ см}$; 3 — а.пл. ур. =
 $= A/10 \text{ Мэв}^{-1}$; $\langle \mathcal{E} \rangle = 3,5 \text{ Мэв}$; 4 — а.пл. ур. =
 $= A/20 \text{ Мэв}^{-1}$; $\langle \mathcal{E} \rangle = 3,6 \text{ Мэв}$

ной частицы (см. табл. 1), современные ЭВМ позволяют выполнять расчеты с погрешностью в несколько процентов за вполне приемлемое время.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ПОТОКОВ ЧАСТИЦ В МИШЕНИ

Для обсуждения различных вариантов мишеней важно знать, как распределяются по облучаемому блоку упругие и неупругие столкновения частиц с ядрами. Эти распределения характеризуют

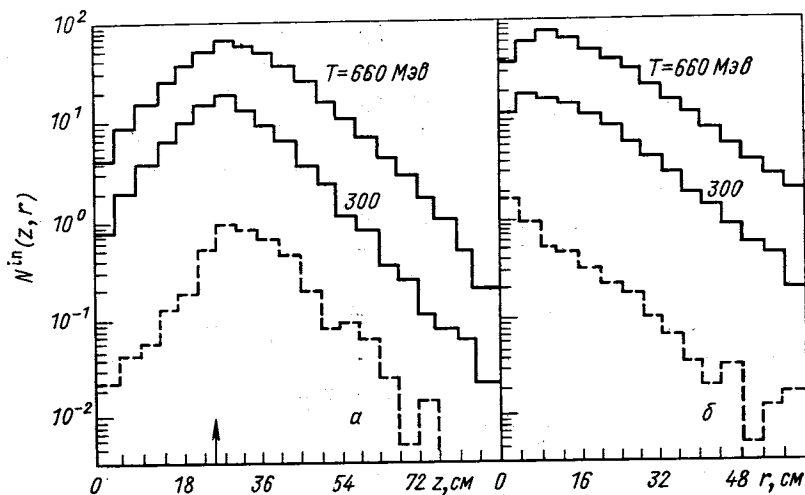


Рис. 9. Распределение числа неупругих столкновений нуклонов в продольном (а) и поперечном (б) направлениях для практически бесконечного блока из естественной смеси урана, облученного протонами с различной энергией (в расчете на один первичный протон) [19].

Пунктиром показано распределение числа нуклонов с энергиями $\langle \mathcal{E} \rangle > 10,5$ Мэв для случая $T = 660$ Мэв. Стрелкой отмечено положение источника протонов

зависимости потока генерируемых в блоке частиц от осевого и радиального расстояний z и r , определяют распределение основных физических величин: числа делений, выхода различных изотопов, тепловыделения и т. п.

Типичные примеры распределений неупругих взаимодействий N^{in} и полного числа всех ядерных столкновений $N^{\text{t}} = N^{\text{in}} + N^{\text{el}}$ показаны на рис. 9—11. На этих рисунках приведены распределения в поперечном (радиальном) направлении

$$N_{\perp}^x(r) = \int_0^L N^x(z, r) dz$$

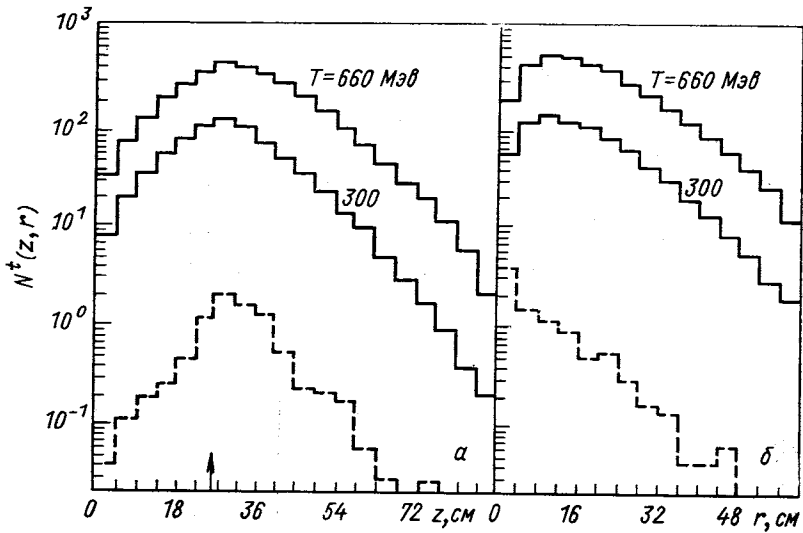


Рис. 10. Распределение полного числа упругих и неупругих столкновений нуклонов в практически бесконечном блоке естественного урана [19].

Обозначения те же, что и на рис. 9

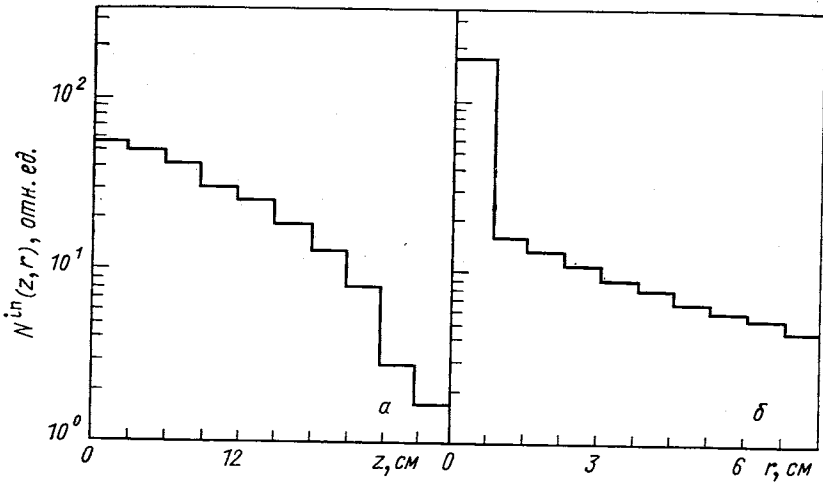


Рис. 11. Распределение числа неупругих взаимодействий в продольном (а) и поперечном (б) направлениях в цилиндрическом блоке из ^{382}U диаметром 15 см и длиной 30 см, облученном протонами с энергией $T = 800 \text{ Мэв}$.

и распределения в продольном направлении (по глубине блока)

$$N_{\parallel}^x(z) = 2\pi \int_0^{D/2} N^x(z, r) r dr,$$

где L — длина, D — диаметр цилиндрического блока.

Рис. 9 и 10 относятся к блоку больших размеров: $L = 90$ см и $D = 120$ см. Предполагалось, что точечный источник, испускающий протоны вдоль центральной оси цилиндра, находится внутри блока на расстоянии $z_0 = 26$ см от его переднего края. Экспериментально это соответствует тому, что хорошо коллимированный

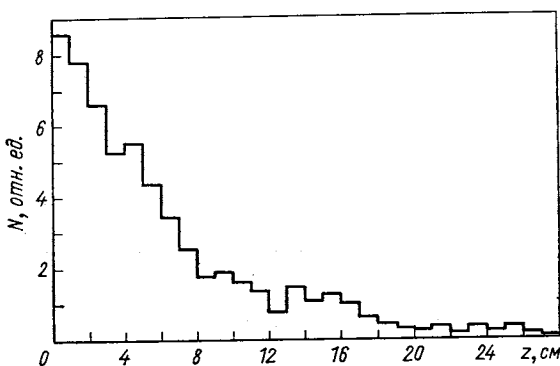


Рис. 12. Доля протонов, испытавших первое ядерное столкновение в блоке ^{238}U на расстоянии z от переднего края (расчет С. Е. Чигринова).

Диаметр блока 10 см, длина блока для первого столкновения не важна. Энергия протонов $T = 800$ Мэв

пучок первичных протонов попадает в узкий канал вдоль центральной оси цилиндра с глубиной z_0 . Поскольку при энергиях протонов, больших нескольких сот Мэв, их средний ионизационный пробег $\lambda_{\text{иониз}}$ и их средний ядерный пробег до неупругого взаимодействия $\lambda_{\text{я.н}}$ значительно меньше рассматриваемого блока (например, при $T = 700$ Мэв, $\lambda_{\text{иониз}} \approx 20$ см, $\lambda_{\text{я.н}} \approx 10$ см), распространение частиц в такой мишени должно быть близко к тому, что имеет место в бесконечной среде. Вылет нейтронов через поверхность блока не превышает 5—6% (см. разд. 3). В последующем мишень с указанной геометрией мы для краткости будем называть «практически бесконечным блоком». Распределение столкновений в таком блоке имеют отчетливо выраженный максимум на расстоянии $z - z_0 \approx \lambda_{\text{я.н}}/2$ от источника протонов. Упругие и неупругие столкновения распределены внутри блока почти одинаково.

Рис. 11 относится к блоку, облучаемому узким внешним источником протонов (вдоль центральной оси цилиндра). Поток частиц быстро уменьшается при удалении от точки входа первичного пучка. Такой вид имеет уже распределение первого столкновения протонов с ядрами вещества (рис. 12).

Как видно из табл. 1, основной вклад в N^t и N^{in} дают частицы с энергиями $\mathcal{T} < 10,5$ Мэв; число взаимодействий этих частиц в десятки и сотни раз превосходит число взаимодействий быстрых частиц. С точностью до нормировочного множителя функции $N^t(z, r)$ и $N^{in}(z, r)$ очень близки к распределению числа нейтронов в блоке $n(z, r)$. Распределения столкновений при $\mathcal{T} > 10,5$ Мэв (пунктирные гистограммы на рис. 9, 10) дают представление о пространственной плотности заряженных частиц в блоке. Эта плотность также имеет наибольшее значение вблизи $z = z_0 + \lambda_{н.н}/2$.

Таблица 2

Средняя энергия нуклонов $\langle \mathcal{T} \rangle$, Мэв на различных расстояниях от оси пучка протонов с энергией T [13] (данные относятся к практически бесконечному блоку, статистическая погрешность расчета $\pm (5 \div 7) \%$)

r, см	T, Мэв				r, см	T, Мэв			
	300	400	500	600		300	400	500	600
5,6	0,63	0,86	0,95	1,16	16,8	0,32	0,48	0,45	0,50
8,4	0,57	0,70	0,72	0,85	30,0	0,29	0,30	0,30	0,34
12,2	0,34	0,53	0,52	0,67	33,6	0,21	0,28	0,32	0,35
14,0	0,38	0,57	0,46	0,61	39,2	0,22	0,27	0,35	0,40

Данные, показывающие, как распределяются в облучаемом блоке частицы с различными энергиями, приведены в табл. 2. Наиболее быстрые частицы сосредоточены в центральной части мишени.

Для блоков, состоящих из ^{238}U и ^{232}Th с небольшими примесями ^{235}U или ^{239}Pu , пространственные распределения взаимодействий, а также плотность частиц $n(z, r)$ оказываются довольно близкими по форме и различаются, главным образом, нормировкой, которая для тория приблизительно на четверть меньше, чем для чистого ^{238}U . Различия проявляются лишь при разделении частиц по их энергиям (см. разд. 5).

Что касается взаимодействий протонов с блоками из висмута, свинца и более легких элементов, которые можно использовать в качестве мишеней при генерации пучков нейтронов и наработке практически полезных изотопов, а также как конструктивные материалы при электроядерном бридинге, то в общих чертах распределения взаимодействий и пробегов частиц в таких блоках похожи на соответствующие распределения для урана, однако благодаря меньшей тормозной способности среды и уменьшению сечения ядерных взаимодействий пробеги частиц $\lambda_{иониз}$ и $\lambda_{н.н}$

возрастают и пространственные распределения всех характеристик в облучаемом блоке оказываются более пологими (рис. 13). Абсолютная величина плотности частиц, особенно медленных нейтронов, значительно снижается.

В области энергий T , больших нескольких сот $Mэв$, форма пространственных распределений слабо зависит от энергии первичных частиц.

3. ВЫХОД НЕЙТРОНОВ

Одной из наиболее важных характеристик взаимодействия пучка высокоэнергетических частиц со средой является средний выход нейтронов в расчете на один первичный протон: $n = n_{зах} + n_{выл}$, где $n_{зах}$ — «внутренний выход», определяемый числом радиационных захватов нейтронов атомными ядрами вещества; $n_{выл}$ — число нейтронов, вылетевших из облучаемого протонами блока. В больших блоках $n \approx n_{зах}$ и определяет максимальное число новых делящихся ядер, которые можно получить в расчете на один первичный протон при данной энергии T (см. разд. 7). Например, для практически бесконечного блока из естественного, необедненного урана расчетное отношение $n_{выл}/n$ составляет 6,0; 4,9 и 4,7% соответственно при $T = 0,3$; 1 и 2 $Гэв$. Некоторое уменьшение значения относительного выхода

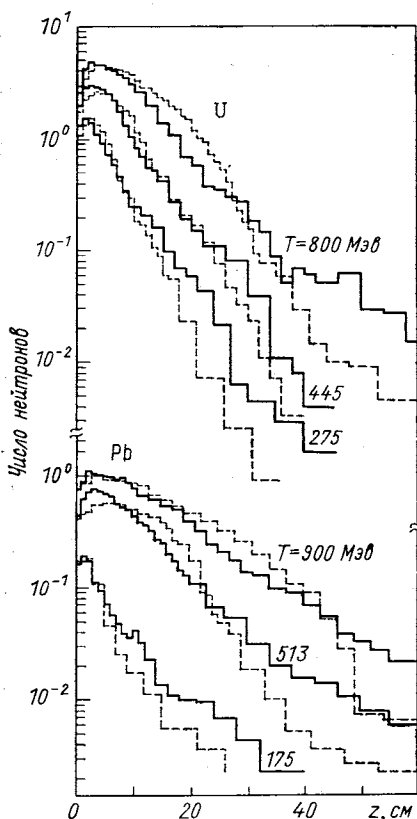


Рис. 13. Распределение плотности нейтронов вдоль осей урановой и свинцовой цилиндрических мишеней диаметром 10 см и длиной 60 см, облучаемых протонами (пунктир) и дейтонами (сплошные линии) [20].

Указаны энергии первичных частиц; значения N даны в расчете на одну первичную частицу

$n_{выл}/n$ при общем увеличении $n_{выл}$ с ростом энергии первичных частиц можно объяснить тем, что рост $n_{выл}$ в значительной степени связан с увеличением доли быстрых частиц (см. табл. 2), тогда как в полный выход основной вклад дают медленные нейтроны, поток которых быстрее возрастает с увеличением энергии T .

Таблица 3

Выход нейтронов в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана под действием протонов с энергией T (нейтрон/первичный протон) [20]

$T, Гэв$	n	$n(\mathcal{T} < 10,5 \text{ Мэв})$	$T, Гэв$	n	$n(\mathcal{T} < 10,5 \text{ Мэв})$	$T, Гэв$	n	$n(\mathcal{T} < 10,5 \text{ Мэв})$
0,3	13	8	0,7	64	38	1,25	132	75
0,4	25	15,8	0,8	76	45	1,5	161	92
0,5	38	23	0,9	89	52	1,75	189	108
0,6	50	30	1,0	102	58	2,0	216	124

Представление о величине полного выхода нейтронов и его зависимости от энергии протонов можно получить из табл. 3. К сожалению, в литературе пока нет экспериментальных значений n , известны лишь результаты измерений $n_{\text{в.л.}}$. Хорошее согласие теоретических и измеренных значений $n_{\text{в.л.}}$ (см. ниже) показывает, что возможная погрешность n невелика.

При энергиях первичных частиц, больших нескольких сот $Мэв$, величина n практически линейно возрастает с увеличением T и в области $T \gtrsim 1 \text{ Гэв}$ достигает очень больших значений: $n \gtrsim 100$. Приращение выхода $\Delta n \approx 1,25 \Delta T \text{ (Мэв)}$. В частности, двукратное увеличение энергии от 0,3 до 0,6 $Гэв$ приводит почти к трехкратному увеличению n , а переход от 1 к 2 $Гэв$ дает удвоение n .

Для сравнения в табл. 3 указан суммарный выход нейтронов с энергией $\mathcal{T} < 10,5 \text{ Мэв}$ из упругих и неупругих ядерных реакций, происходящих при энергиях $\mathcal{T} > 10,5 \text{ Мэв}$ (спектр этих нейтронов показан на рис. 8). Размножаясь далее в процессах деления ядер, эти нейтроны более чем в полтора раза увеличивают свое число: в пределах статистических погрешностей расчета $n/n(\mathcal{T} < 10,5 \text{ Мэв}) \approx 1,7$ независимо от энергии первичных частиц T . Эта часть процесса аналогична тому, что происходит в реакторах на быстрых нейтронах.

Число вылетающих из мишени нейтронов $n_{\text{в.л.}}$ резко возрастает при переходе от очень большого блока к блоку с диаметром, равным двум-трем ядерным пробегам $\lambda_{\text{д.н.}}$. Мишень в этом случае становится мощным источником нейтронов. Как видно из табл. 4 и 5, при соответствующем подборе геометрии мишени число вылетающих из нее нейтронов может составить более трети их полного выхода в практически бесконечном блоке. С другой стороны, для тонких мишеней, где эффект размножения проявляется еще слабо, выход нейтронов мал (рис. 14). Вопрос оптимизации $n_{\text{в.л.}}$ остается пока не рассмотренным.

Выход нейтронов очень чувствителен к примеси ^{235}U . По сравнению с блоком чистого ^{238}U всего лишь 0,7% примеси ^{235}U благо-

Среднее число нейтронов, вылетающих из цилиндрической мишени длиной L и диаметром D , в расчете на один первичный протон с энергией T

Мишень	Размер *, см		T , Гэв	Число нейтронов $n_{\text{выл}}$	
	D	L		Расчет	Эксперимент
^{238}U	10	30	0,8	$28 \pm 1,1$ (25,1) [14] * ² 26,4 [23]	— —
			0,8	23 [23, 24]	< 35 [18, 23] *
	15	30	0,8	$32,6 \pm 1,3$ (28,2) [14] * ² 28,6 [23]	— —
			0,1	0,6 [1]	—
	20,4	61	0,15	1,14 [1]	—
			0,2	2,6 [1]	—
			0,25	3,9 [1]	—
			0,3	6 [1]	—
			0,47	14 [1]	$18,1 \pm 0,9$ [7]
			0,72	29 [1]	$29,1 \pm 1,5$ [7]
			0,96	42 [1]	$40,5 \pm 2$ [7]
			1,47	60 [1]	$56,8 \pm 2,8$ [7]
	U^{*4} [14]	10,2	61	0,47	$16,1 \pm 0,6$ (14,2) * ²
0,72				$27,3 \pm 1,1$ (23,4) * ²	—
0,96				$40,4 \pm 1,6$ (33,3) * ²	—
1,47				$52,8 \pm 2$ (45,7) * ²	—
Th [22]	10	60	0,3	5,4	—
			0,4	9,1	—
			0,5	13,2	—
			0,7	21,4	—
			1,0	31,4	—
Bi [22]	10	60	0,3	3,6	—
			0,4	6,4	—
			0,5	9,5	—
			0,7	14,5	—
			0,9	19,5	—
			1,0	20,9	—
Pb	10	60	0,317	$3,0 \pm 0,12$	$3,13 \pm 0,06$ [25]
			0,47	$7,8 \pm 0,3$ (6,5) [14] * ²	$8 \pm 0,4$ [7] $6,4 \pm 0,3$ [25] * ⁵
	10,2	61	0,54	—	$9,0$ [26] * ³
			0,72	$13,6 \pm 0,5$ (11,7) [14] * ²	$11,8 \pm 0,6$ [7] $11,7 \pm 0,4$ [25] $13,3$ [26] * ³
			0,96	$17,8 \pm 0,6$ (16,0) [14] * ²	$16,6 \pm 0,8$ [7] $16,8 \pm 0,5$ [25] * ⁵
			1,00	—	$17,7$ [26] * ³ $19,6$ [26] * ³

Продолжение табл. 4

Мишень	Размер *, см		T, Гэв	Число нейтронов $n_{\text{ввл}}$	
	D	L		Расчет	Эксперимент
РЬ	15 20,4	30 61	1,47	25,1±1 (22,7) [14] *2	26,4±1,3 [7] 27,5±0,6 [25] 29,4 [26] *3 42,5 [48] *3
			1,98	—	—
			0,8	16,3±0,6 (13,3) [14] *2	15 [18, 20] *3
			0,1	16,7 [7]	—
			0,15	0,4 [1]	—
			0,2	0,9 [1]	—
			0,35	1,17 [1]	—
			0,3	2,7 [1]	—
			0,47	3,6 [1]	—
			0,47	8,1±0,3 (7,4) [14] *2	8,7±0,4 [1]
			0,72	9,2 [1,7]	—
			0,72	15,7±0,6 (13,2) [14] *2	13,9±0,7 [1]
			0,96	15,8 [1,7]	—
			1,47	21,7±0,8 (20,1) [14] *2	20,3±1,1 [1]
1,47	22,2 [1,7]	—			
1,47	31,5±1,2 (27,5) [14] *2	31,5±1,6 [1]			
1,47	31,5 [1,7]	—			

* Если $L > D > \lambda_{\text{я.н}}$, то изменение длины мишени слабо сказывается на величине $n_{\text{ввл}}$, поэтому можно сравнивать значения $n_{\text{ввл}}$ для одинаковых D и различных L.

*2 В скобках указаны значения, соответствующие параметру плотности уровней $a_{\text{пл.ур.}} = A/20 \text{ Мэв}^{-1}$.

*3 Приведенное значение относится к мишени, помещенной в бак с водой; размер мишени $D = 10,2 \text{ см}$, $L = 61 \text{ см}$.

*4 Мишень из естественной смеси изотопов урана.

*5 Размер мишени $D = 10 \text{ см}$, $L = 60 \text{ см}$.

Таблица 5

Среднее число нейтронов, вылетающих из прямоугольных свинцовой и урановой мишеней длиной L и площадью торцевой поверхности $l_1 \times l_2$ в расчете на один первичный нейтрон с энергией T

Мишень	L × l ₁ × l ₂	T, Мэв	Число нейтронов $n_{\text{ввл}}$	
			Расчет [14] *	Эксперимент
РЬ	25 × 25 × 25	120	6,4±0,3 (5,5)	8,0±0,8 [4]
	25 × 25 × 25	380	12,1±0,5 (11,2)	16,2±2,5 [4]
U *2	25 × 25 × 25	120	13,7±0,5 (11,3)	18±1,8 [4]
	25 × 25 × 25	380	25,4±1,0 (23,7)	29,7±3,1 [6]
	24,3 × 28,3 × 31,5	90	11,4±0,5 (10,1)	12,2±1,4 [23]
	21,6 × 31,5 × 28,3	160	14,8±0,6 (13,1)	15,6±1,9 [23]

* В скобках указаны значения, соответствующие параметру плотности уровней $a_{\text{пл.ур.}} = A/20 \text{ Мэв}^{-1}$.

*2 Мишень из естественной смеси изотопов урана.

даря увеличению числа делений ядер в низкоэнергетической области увеличивает выход почти на четверть [19]. Аналогичный результат дает примесь ядер плутония.

При реализации электроядерного бридинга следует ожидать увеличения эффективности установки по мере накопления в мишени ^{239}Pu (или ^{233}U в ториевой мишени). Этот «эффект разгонки»,

а также отрицательное влияние зашлаковывания мишени поглощающими нейтроны осколками деления и продуктами реакций расщепления остаются еще не изученными.

Для мишеней из висмута и свинца выход нейтронов в расчете на один первичный протон оказывается в 2—2,5 раза меньшим, чем для ^{238}U , и приблизительно на четверть меньшим, чем для ^{232}Th .

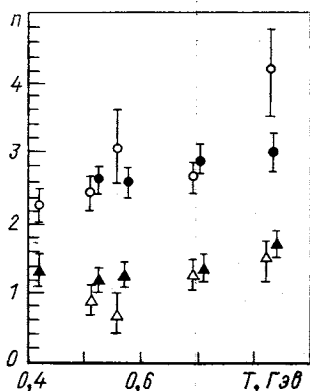


Рис. 14. Выход нейтронов из свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией T :

○, ● и △, ▲ — данные для цилиндрической мишени, имеющей длину соответственно 4 и 2 см (диаметр мишени в обоих случаях 2 см); ○ и △ — эксперимент [21]; ● и ▲ — расчет [22]

но. Такой характер угловые распределения имеют и внутри блока независимо от его состава и геометрии. Это является простым следствием кинематики каскадной лавины частиц. Отклонения (в сторону увеличения анизотропии) наблюдаются лишь для очень тонких мишеней.

Из гистограмм рис. 17 видно, что подавляющее число нейтронов обладают энергией, меньшей 10 Мэв , с максимумом в районе нескольких сот кэв . По сравнению с медленными нейтронами число высокоэнергетических частиц совершенно незначительно. Спектр вылетающих из блока нейтронов на рис. 17 сравнивается со спектром нейтронов, образующихся в упругих и неупругих ядерных реакциях при $\mathcal{T} > 10,5\text{ Мэв}$ (аналогичные спектры для других размеров блоков изображены на рис. 8). В свинцовой мишени эти спектры имеют практически одинаковую форму и различаются только по абсолютной величине; в урановом блоке благодаря сильному неупругому рассеянию спектр вылетающих нейтронов резко сдвинут в область меньших энергий.

4. УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Угловые распределения нейтронов, вылетающих из уранового блока диаметром $D \approx 1,5\lambda_{\text{я.н}}$ даны на рис. 15 и 16. Высокоэнергетические частицы резко коллимированы по направлению первичного пучка протонов, однако уже при $\mathcal{T} \approx 50\text{ Мэв}$ частицы вылетают практически изотропно.

Форма энергетических спектров медленных частиц внутри мишени $N = N(\mathcal{E}, z, r)$ слабо зависит от энергии первичных протонов, хотя за счет вклада быстрых каскадных частиц суммарные спектры всех образующихся в блоке нейтронов с ростом T медленно сдвигаются в область больших энергий (см. табл. 2).

Средняя энергия вторичных частиц в широком интервале значений T остается порядка 1 Мэв.

Несколько согласуются между собой расчеты дифференциальных распределений $dN/d\mathcal{E}$ и $d^2N/d\mathcal{E} d\Omega$, выполненные различными авторами, видно из рис. 18 и 19. В целом результаты вычислений

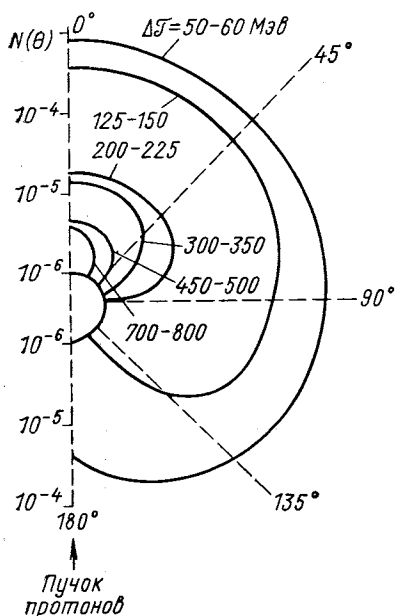


Рис. 15. Расчетные угловые распределения нейтронов в различных энергетических интервалах [в единицах нейтрон/(первичный протон · Мэв · стер)] [23].

Нейтроны вылетают из цилиндрического уранового блока размером 30×13 см. Энергия первичных протонов $T = 800$ Мэв

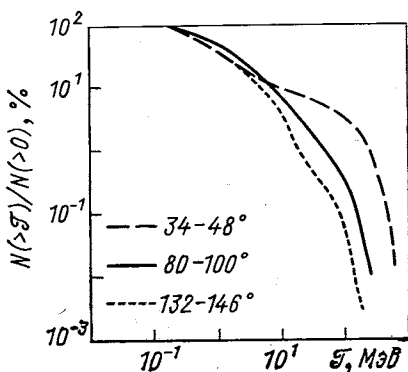


Рис. 16. Доля нейтронов с энергией большей \mathcal{E} для трех угловых интервалов (расчет [23]).

Энергия протонов $T = 800$ Мэв; остальные данные те же, что и для рис. 15

близки между собой. Некоторые расхождения в спектрах вылетающих частиц связаны главным образом с расчетом нейтронов, испускаемых осколками деления, который более последователен в работе [14], а также с различием в использованных системах групповых констант для описания поведения низкоэнергетических частиц в блоке. Двойные дифференциальные распределения на рис. 19 хорошо согласуются с экспериментом при $\mathcal{E} < 10$ Мэв; при больших энергиях теоретические значения (близкие между собой) оказываются несколько ниже экспериментальных. (Следует, однако, иметь в виду, что в этой области энергий эксперименталь-

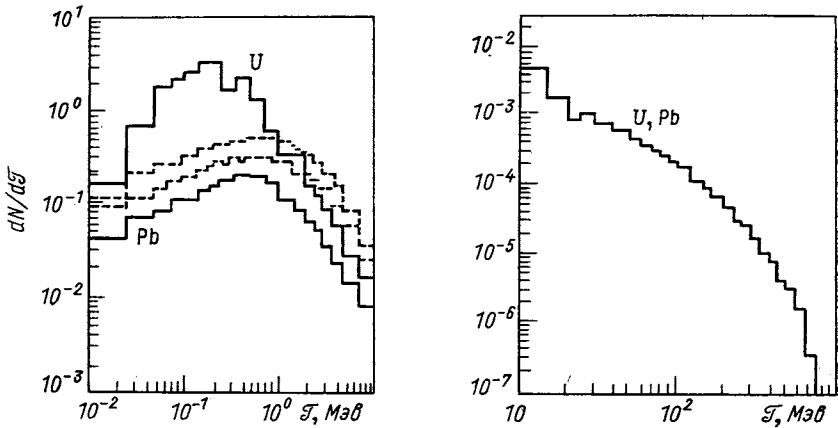


Рис. 17. Спектры нейтронов, образующихся в цилиндрических блоках из ^{238}U и ^{207}Pb размером 30×15 см под действием пучка протонов энергией 800 Мэв , параллельного оси цилиндра [в единицах нейтрон/(первичный протон \cdot Мэв)] [23]:

— нейтроны, вылетающие из блока; — — — и . . . — нейтроны из ядерных реакций при $\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв}$ соответственно для уранового и свинцового блоков

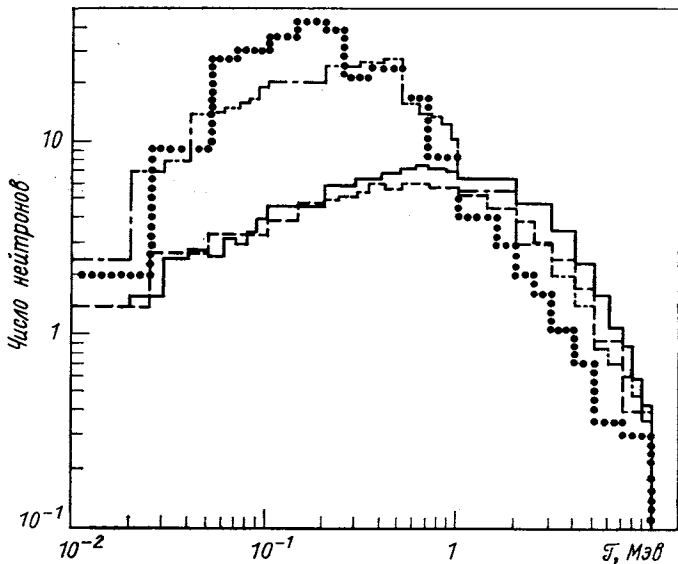


Рис. 18. Спектры нейтронов, образующихся в цилиндрической мишени из ^{238}U размером 30×15 см под действием пучка протонов энергией 800 Мэв , параллельного оси цилиндра [в единицах нейтрон/(первичный протон \cdot Мэв \cdot стер)]:

— нейтроны из ядерных реакций при $\mathcal{E} > 10,5 \text{ Мэв}$ [14];
 . . . — вылетающие из блока нейтроны [14]; — — — и . . . — соответствующие данные работы [23]

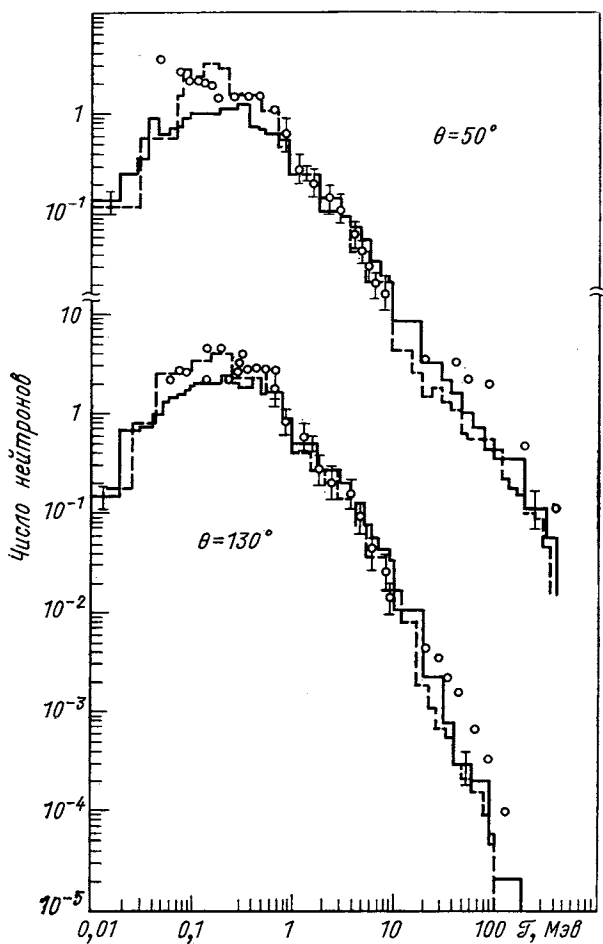


Рис. 19. Энергетические спектры нейтронов под углом θ к направлению пучка первичных протонов с энергией $T = 750$ Мэв, бомбардирующих цилиндрический блок из ^{238}U размером 30×15 см параллельно его оси:

сплошные линии — расчет работы [14]; пунктир — расчет [23]; экспериментальные точки, полученные четырьмя различными методами, взяты из работы [27]. Все данные выражены в единицах нейтрон/(первичный протон · Мэв · стер.)

ные данные не очень точны и, как отмечают авторы работы [27], являются пока лишь предварительными.) В целом теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются при изменении энергии \mathcal{E} на четыре порядка. На рис. 20 показаны расчетные энергетические спектры вылетающих из мишени γ -квантов. В эти спектры включены лишь те γ -кванты, которые образуются в результате ядерных (n, γ)-реакций. Как видно, значительная часть

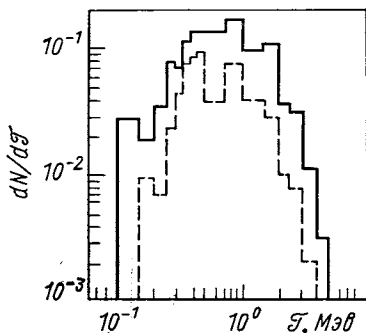


Рис. 20. Спектр γ -излучения цилиндрической мишени из ^{238}U размером $30 \times 10 \text{ см}$, облучаемой пучком протонов с энергией $T = 800 \text{ МэВ}$ вдоль оси цилиндра в единицах: $\gamma\text{-квант}/(\text{первичный протон} \cdot \text{МэВ} \cdot \text{стер})$ [23]:

— — — излучение в интервале $\Delta\theta = 33,56 \div 48,19^\circ$; — — — излучение в интервале $\Delta\theta = 131,81 \div 146,44^\circ$; θ — угол по отношению к направлению пучка протонов

этого излучения поглощается мишенью (выход γ -квантов уменьшается при переходе к малым углам). В среднем из мишени размером $10 \times 10 \text{ см}$ вылетает лишь около 3% рождающихся γ -квантов. Кроме того, в результате распада частиц ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и др.) в мишени образуются высокоэнергетические γ -кванты, для которых мишень более прозрачна; однако интенсивность такого излучения значительно меньше интенсивности γ -квантов от (n, γ)-реакций и становится существенной лишь при очень высоких энергиях.

5. СНИЖЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Как уже отмечалось выше, энергия каскадных частиц, а следовательно, и потоки вторичных частиц в блоке чрезвычайно сильно зависят от ионизационных потерь. Эти потери можно снизить (и тем самым увеличить выход нейтронов), если вместо протонов использовать пучки ускоренных ядер, где с самого начала имеются неионизирующие частицы — нейтроны. Такие ядра будут взаимодействовать с веществом, грубо говоря, как пучок, состоящий из смеси протонов и нейтронов.

Многие авторы (см., например, работы [19, 20] и обзор [4], где приведена библиография) обращали внимание на перспективность применения пучков ускоренных дейтронов. Это подтверждалось как соображениями общего характера, так и непосредствен-

венными экспериментальными данными по выходу нейтронов из облученных дейтонами урановых и свинцовых мишеней. Детальный количественный анализ взаимодействий высокоэнергетических дейтонов с тяжелыми средами стал возможен после разработки каскадной модели дейтон-ядерных взаимодействий.

Расчет неупругого столкновения дейтона с ядром в этой модели сводится к рассмотрению совокупности двух каскадов, порожденных в ядре-мишени нуклонами налетающего дейтона. В области энергий $T < 1$ Гэв эти каскады с хорошей точностью можно считать независимыми [16]; однако если $T > 1$ Гэв, то необходимо уже учитывать изменение числа нуклонов ядра-мишени по мере развития в нем ливня каскадных частиц [17]. Распад возбужденного ядра, остающегося после каскадной стадии процесса, осуществляется конкурирующими между собой процессами испарения и деления [18].

Хотя экспериментальных данных о взаимодействии пучков дейтонов с делящимися средами в настоящее время очень мало, хорошее согласие теории и эксперимента для дейтон-ядерных взаимодействий и согласие расчетных и измеренных выходов нейтронов из облученных блоков (см. ниже) дают определенную уверенность в правильности и других теоретических результатов [23] *.

Таблица 6

Отношение средних чисел неупругих взаимодействий частиц с энергиями $\mathcal{T} > 10,5$ Мэв в практически бесконечном урановом блоке, облученном дейтонами и протонами с энергией T [20]

$T, \text{ Гэв}$	$N_{\text{in}}(d + U)/N_{\text{in}}(p + U)$	$T, \text{ Гэв}$	$N_{\text{in}}(d + U)/N_{\text{in}}(p + U)$
0,3	1,4	1,0	1,17
0,66	1,26	2,0	1,06

Замена пучка протонов дейтонами действительно приводит к значительному увеличению числа быстрых частиц, а следовательно, должна приводить к росту и других характеристик, определяющих интенсивность процесса размножения частиц в облучаемом блоке (табл. 6). Однако с ростом энергии преимущество дейтонного пучка постепенно утрачивается. При $T = 2$ Гэв использование пучка дейтонов увеличивает поток быстрых частиц в блоке всего на 6 % против 40 % при $T = 0,3$ Гэв. Для повышения эффек-

* Вместе с тем для уточнения теории, которая разработана пока еще хуже, чем при нуклон-ядерных взаимодействиях, важно иметь более подробную экспериментальную информацию о взаимодействиях высокоэнергетических дейтонов, в частности данные о сечениях упругих и неупругих столкновений дейтонов с ядрами, спектральные распределения низкоэнергетических частиц из взаимодействий дейтонов с тяжелыми ядрами и т. п.

Таблица 7

Выход нейтронов в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облучаемом дейтонами с энергией T (нейтрон/первичный дейтрон) [20]

$T, \text{Гэв}$	n	$n (\mathcal{F} > 10,5 \text{ Мэв})$	$n(d + U)/n(p + U)$
0,3	19	11,2	1,5
0,4	34	19,5	1,4
0,5	51	29	1,3
0,6	66	38	1,3
0,7	83	46	1,3
0,8	99	55	1,3
0,9	113	63	1,3
1,0	127	70	1,3
1,25	156	88	1,2
1,5	180	104	1,1
1,75	204	119	1,1
2,0	233	139	1,1

тивности электроядерного метода наиболее перспективной представляется область энергий $T \approx 0,7 \div 1 \text{ Гэв}$ *. Это подтверждается данными табл. 7 и рис. 21, где приведены расчетные значения полного выхода нейтронов **. Так же как и для протонного

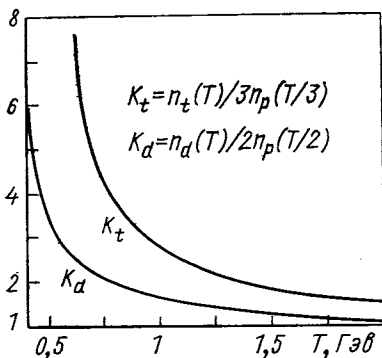


Рис. 21. Отношение полного выхода нейтронов в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облучаемом дейтонами или ядрами трития с энергией T , к выходу нейтронов, порожденному, соответственно, двумя и тремя протонами с энергией $T/2$ и $T/3$

пучка, n быстро увеличивается с ростом энергии первичной частицы, особенно при $T < 1 \text{ Гэв}$. В области больших энергий степень роста несколько снижается и при $T \geq 2-3 \text{ Гэв}$ становится такой же, как для протонов. (Для сравнения в последней колонке табл. 7 указаны отношения полных выходов нейтронов в случае дейтон-

* Использование пучков ядер снова становится выгодным при очень высоких энергиях $T \geq 10 \text{ Гэв/нуклон}$ (см. разд. 7).

** Как и для протонов, предполагалось, что точечный источник дейтонов, излучающий вдоль оси z , расположен внутри блока на глубине $z_0 = = 26 \text{ см}$.

ного и протонного облучений при одной и той же энергии T .) В табл. 7 приведен также выход нейтронов, образующихся в ядерных реакциях при $\mathcal{F} > 10,5 \text{ Мэв}$. По сравнению с протонным облучением этот выход увеличивается в той же пропорции, что и полный выход $n(T)$. О пропорциональности величин n , $n(\mathcal{F} > 10,5 \text{ Мэв})$ и энергии T для дейтонов можно говорить лишь в грубом приближении для небольших интервалов ΔT .

Данные по выходу нейтронов из свинцовой мишени приведены на рис. 22. Расчет и эксперимент хорошо согласуются, однако для этого потребовалось достаточно детально промоделировать условие эксперимента: учесть разброс энергии пучка дейтонов, пространственное размытие этого пучка и пр. При замене пучка протонов дейтонами $n_{\text{выл}}$ уменьшается, но различие невелико.

Сравнение распределений плотностей нейтронов, образующихся в свинцовой и урановой мишенях под действием пучка дейтонов и протонов различных энергий, дано на рис. 13. Для дейтонного пучка нейтроны распределяются с более узким максимумом и их число медленнее уменьшается с ростом «глубины» z , что обусловлено меньшим ядерным пробегом дейтонов и довольно значительным вкладом в неупругие столкновения при больших z нейтронов, образовавшихся в реакциях стриппинга. Поскольку большая часть нейтронов вылетает из блока через боковую поверхность (ср., например, распределения $N_{\perp}(r)$ и $N_{\parallel}(z)$ на рис. 9 или рис. 10 при максимальных значениях r и z), где вклад стриппинговых нейтронов мал, то отношение $n_{\text{выл}}/n$ мало меняется. Можно было бы еще более снизить «непроизводительные» ионизационные потери, если использовать пучки высокоэнергетических ядер трития. Расчеты взаимодействий с урановыми блоками показывают, что при $T = 0,3; 1$ и 2 Гэв отношение $n(t + U)/n(p + U) = 1,54; 1,40; 1,23$ (см. также рис. 21; расчеты выполнены С. Е. Чигриновым).

В последние годы были разработаны каскадные модели, позволяющие с хорошей точностью рассчитывать столкновения различ-

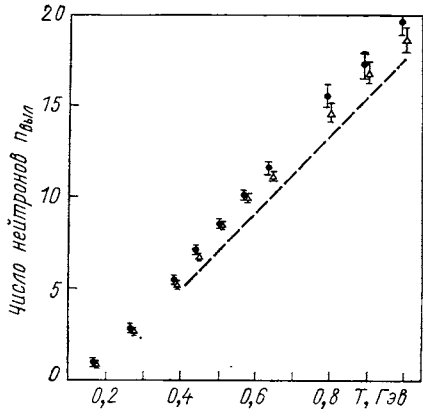


Рис. 22. Среднее число нейтронов, вылетающих из цилиндрической свинцовой мишени размером $60 \times 10 \text{ см}$ (в расчете на один первичный дейтон) [20]:

● — результаты расчета; Δ — эксперимент [25]; — — — число нейтронов, вылетающих из мишени, если вместо пучка дейтонов использовать пучок протонов той же энергии T

ных пар легких и тяжелых ядер с учетом процессов испарения, деления и предкомпаундного распада [28—30]. Однако никаких расчетов распространения пучков высокоэнергетических ядер в средах пока не выполнено. Экспериментально этот вопрос также еще не исследовался.

Некоторые авторы предлагали уменьшить влияние ионизационных процессов введением перед блоком урана слоя веществ (например, ${}^9\text{Be}$) с большим выходом (p , xn)-реакций. К сожалению, экспериментальные исследования показали [31], что этот путь не дает положительных результатов: выход нейтронов оказывается все же меньшим, чем при непосредственном облучении урана.

Если на длине ионизационного пробега в облучаемый урановый блок ввести гомогенную примесь легкого вещества, то с увеличением этой примеси ионизационный пробег заряженных частиц будет возрастать быстрее их ядерного пробега $\lambda_{\text{я.н.}}$, поэтому можно было бы надеяться на более полное использование пучка первичных протонов [19].

Детальное рассмотрение нескольких вариантов показало, однако, что на этом пути также, по-видимому, нельзя получить выигрыша.

Реальная возможность уменьшения ионизационных потерь в настоящее время связана с использованием пучков ускоренных ядер и с переходом в область очень высоких энергий, где все заряженные частицы становятся слабоионизирующими*.

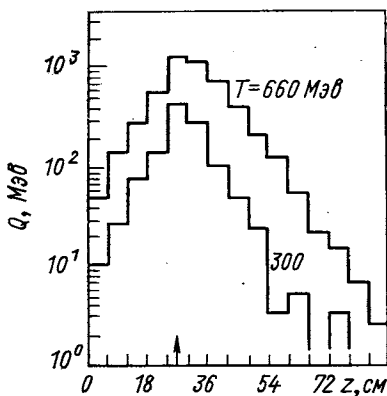


Рис. 23. Тепловыделение в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами с энергией T (в расчете на один первичный протон) [19]

6. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ОБЛУЧАЕМЫХ БЛОКАХ

Тепловая энергия, выделяющаяся в облучаемом веществе, складывается из ионизационных потерь, энергии, которая освобождается при делении и при испарении возбужденных ядер**.

В урановых и ториевых блоках основной вклад дает энергия деления. В толстых блоках эта энергия значительно превосходит энергию первичных протонов (табл. 8). В области $T \approx 1 \div 2 \text{ ГэВ}$

* При высоких энергиях налетающего ядра становится существенной та доля энергии, которая уносится электромагнитными каскадами, инициируемыми распадом π^0 -мезонов.

** В толстых блоках необходимо также учитывать энергию поглощенных γ -квантов из (n , γ)-реакций.†

Таблица 8

Тепловыделение в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами и дейтонами с энергией T (в расчете на одну первичную частицу. Статистическая погрешность расчета Q и n около 5%; значений Q/n — 10%) [20]

$T, \text{ Гэв}$	$Q, \text{ Гэв}$			$Q/n, \text{ Мэв/нейтрон}$	
	p	d	d/p	p	d
0,3	1,0	1,3	1,3	77	68
0,66	3,9	4,7	1,2	67	62
1,0	6,3	7,5	1,2	62	59
2,0	15,1	13,9	0,9	70	61

на 1 Гэв энергии, внесенный первичным протоном в мишень из ^{238}U , в мишени выделяется 3—4 Гэв дополнительной энергии.

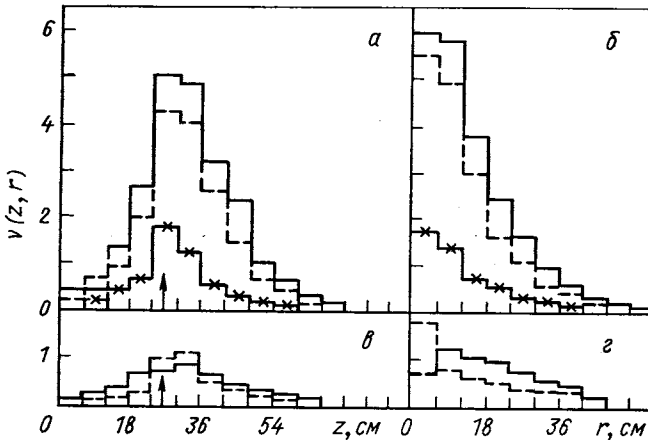


Рис. 24. Распределение актов деления в продольном ($a, б$) и поперечном ($в, г$) направлениях в блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами с энергией T (в расчете на один первичный протон) [19]:

a и $б$: — ν для $T = 660 \text{ Мэв}$; — — — ν^8 для $T = 660 \text{ Мэв}$; — \times — \times — ν для $T = 300 \text{ Мэв}$; $в$ и $г$ — — — ν^8 для $\mathcal{F} > 10,5 \text{ Мэв}$ и $T = 660 \text{ Мэв}$ (высокоэнергетическое деление); — — — ν^8 для $\mathcal{F} < 10,5 \text{ Мэв}$ и $T = 660 \text{ Мэв}$ (низкоэнергетическое деление)

Распределение тепловыделения в делящейся среде (рис. 23) близко к распределению числа актов деления, при этом наиболее важным оказывается низкоэнергетическое деление, особенно деление ядер ^{235}U . Это хорошо видно из сопоставления расчетных данных на рис. 24 и в табл. 9 (ν^5 и ν^8 — число актов деления

Число актов деления в блоке из естественной смеси изотопов урана под действием протонов и дейтронов с энергией T (в расчете на одну первичную частицу; практически бесконечный блок) [20]

Параметр	$T, \text{Гэв}$							
	0,3		0,66		1,0		2,0	
	p	d	p^*	d	p	d	p	d
ν ($\mathcal{F} > 10,5 \text{ Мэв}$)	0,92	1,2	3,7 (3,6)	4,4	6,4	7,0	12,6	13,1
ν^8 ($\mathcal{F} < 10,5 \text{ Мэв}$)	2,2	3,3	9,7 (7,4)	11,9	17,7	21,2	36,5	38,3
ν^5 ($\mathcal{F} < 10,5 \text{ Мэв}$)	0,66	0,95	3,1 (—)	3,9	5,0	7,2	11,0	11,7
ν	3,8	5,45	16,5 (10,5)	20,2	29,1	35,4	60,1	63,1

* В скобках указаны значения для блока из чистого ^{238}U .

ядер ^{235}U и ^{238}U , $\nu = \nu^5 + \nu^8$ — полное число делений). Например, при $T \approx 660 \text{ Мэв}$ по сравнению с блоком из чистого ^{238}U в мишени из естественной смеси изотопов урана число делений возрастает более чем наполовину; приблизительно в такой же пропорции увеличивается и тепловыделение: с 2,7 до 3,9 Гэв .

В мишени с внутренним источником протонов максимальное тепловыделение происходит на расстоянии от источника z — $z_0 \approx \lambda_{п.н}/2$ (напомним, что аналогичный характер имеют приведенные в разд. 5 распределения числа взаимодействий вторичных частиц в блоке). Для мишеней, облучаемых внешним пучком протонов, основная часть тепла (и, соответственно, числа делений ν) сосредоточена в начале мишени и быстро уменьшается при переходе к более глубоким ее слоям. Форма распределений $\nu(z, r)$ и $Q(z, r)$ слабо зависит от энергии первичных частиц и лишь несколько смещается при уменьшении этой энергии к точке входа пучка из-за увеличения относительного вклада ионизационных потерь.

Полное тепловыделение в блоке Q растет пропорционально энергии протонов T , причем тепловая энергия, выделяющаяся в расчете на один нейтрон, Q/n остается практически постоянной при $T \gtrsim 0,7 \div 1 \text{ Гэв}$, составляя около 65 Мэв в бесконечной среде из естественной смеси изотопов урана и примерно 60 Мэв в среде из ^{238}U , что намного меньше, чем для других способов генерации нейтронов (исключение составляют лишь термоядерные источники; табл. 10.) Относительно низкое «тепловое сопровождение» вторичных нейтронов — замечательная особенность электроядерного метода, основанного на использовании протонов и более тяжелых частиц.

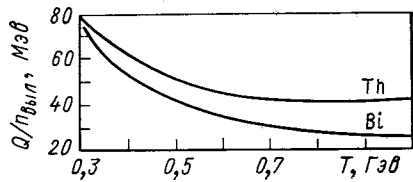
Таблица 10

Тепловыделение в мишени при различных способах генерации нейтронов [32]

Используемая реакция	Тепловыделение, Мэв/нейтрон	Выход нейтронов на 1 Мэв	Используемая реакция	Тепловыделение, Мэв/нейтрон	Выход нейтронов на 1 Мэв
$t(d, n) {}^4\text{He}$ ($T=250$ кэв)	2500	$2,4 \cdot 10^{15}$	$U(p, xn)$ ($T=1$ Гэв)	60	10^{17}
$U(e, \gamma; xn)$ ($T=35$ Мэв)	2000	$3 \cdot 10^{15}$	$Bi(p, xn)$ ($T=1$ Гэв)	30	$2 \cdot 10^{17}$
${}^9\text{Be}(d, n) {}^{10}\text{B}$	1200	$5 \cdot 10^{15}$	Термоядерная реакция с d, t	3	$2 \cdot 10^{18}$
Деление	190	$3 \cdot 10^{16}$			

Еще меньшим тепловыделением характеризуются мишени из свинца, висмута и других более легких элементов (рис. 25, 26)*. При $T \approx 1$ Гэв отношение Q/n для свинцовой мишени диаметром

Рис. 25. Тепловыделение в мишени из тория и висмута размером 60×10 см в расчете на один вылетающий нейтрон [22]



10 см приблизительно в два раза меньше, чем для мишени из ${}^{238}\text{U}$. Это связано с тем, что деление ядер свинца происходит лишь под

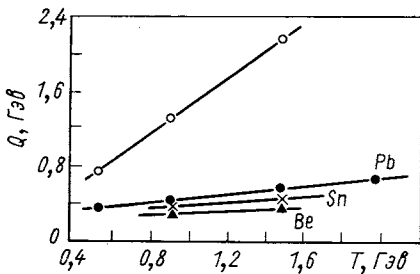


Рис. 26. Тепловыделение в цилиндрической мишени размером 10×60 см, облучаемой пучком протонов с энергией T .

Мишень помещена в центр замедляющего (и отражающего) нейтроны водяного бака размером $180 \times 180 \times 180$ см. Пучок протонов попадает на торец мишени через вакуумированный канал (расчетные данные на один первичный протон) [24]

действием высокоэнергетических частиц и несравненно реже, чем для ядер урана (см. рис. 4 и 5), и основной вклад в тепловыделение вносят ионизационные процессы. По этой же причине на рис. 26 различие тепловыделений в тяжелой свинцовой и легкой берил-

* Сопоставление с результатами других авторов показывает, что данные рис. 25 для тория несколько завышены.

ливой мишенях $Q(\text{Pb}) - Q(\text{Be})$ во много раз меньше разности $Q(\text{U}) - Q(\text{Pb})$.

В области $T \lesssim 0,5 \text{ Гэв}$ различие удельного тепловыделения для делящихся и неделящихся мишеней быстро уменьшается; при $T \approx 0,2 \text{ Гэв}$ $(Q/n)_{\text{U}} \approx (Q/n)_{\text{Pb}}$, а при еще меньших энергиях Q/n в урановой мишени становится даже несколько меньшей, чем в мишени из свинца.

В табл. 8 и 9 и на рис. 27 приведены расчетные данные для урановых мишеней, облученных высокоэнергетическими дейтонами.

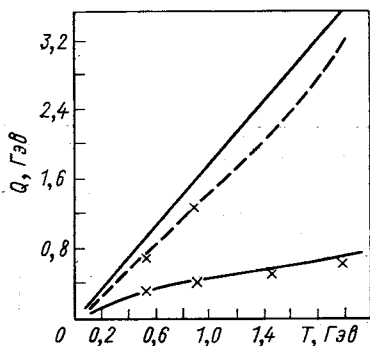


Рис. 27. Тепловыделение в урановом и свинцовом блоках размером $10 \times 60 \text{ см}$ под действием протонов и дейтонов энергией T : — — — расчет из работы [20] (для свинца данные для протонов и дейтонов укладываются на одну кривую); $\times \times$ — теоретические данные работы [33] для пучка протонов

легких ядер тепловыделение оказывается практически не зависящим от типа первичной частицы даже при энергиях $T \approx 0,3 \text{ Гэв}$. Следует подчеркнуть, что, несмотря на сравнительно малое значение отношения Q/n , суммарное тепловыделение в облучаемых блоках очень велико. Например, в электроядерной установке с энергией протонов $T = 1 \text{ Гэв}$, током 100 ма и мишенью из ^{238}U выделяемая тепловая мощность составляет 430 Мвт . (Это значение хорошо согласуется с оценкой канадских физиков: $Q \approx \approx 1200 \text{ Мвт}$ при токе протонов 300 ма , который предполагается в проектируемой электроядерной установке по производству 1 т плутония в год [34].) При использовании необходимого природного урана мощность тепловыделения составит 630 Мвт . Для

* В табл. 3 Q для дейтонов при $T = 2 \text{ Гэв}$ несколько меньше, чем для протонов. Следует иметь в виду, что статистическая погрешность расчетов составляет около 5%, т. е. $\Delta Q \approx \pm 1 \text{ Гэв}$ при $T \approx 2 \text{ Гэв}$.

В области $T \approx 0,3 \div 1 \text{ Гэв}$ тепловыделение для дейтонов на 20—30% больше, чем для протонов, однако рассчитанное на один нейтрон выделение тепла под действием дейтонного пучка Q/n в пределах статистической погрешности расчетов оказывается таким же, как и для протонов. Отношение Q/n не изменяется и при переходе к ядрам трития; для $T=0,3; 0,66; 1$ и 2 Гэв отношение Q/n , по оценкам С. Е. Чигринова, составляет соответственно 71, 63, 61 и 61 Мэв . При энергиях больших нескольких Гэв независящим от типа первичной частицы становится и тепловыделение Q^* . Форма пространственных распределений $\nu(z, r)$ и $Q(z, r)$ также мало изменяется при замене протонного пучка дейтонами. Для свинца и более

дейтронного пучка указанные значения возрастут в 1,5 раза. Если не использовать сильно расфокусированных пучков частиц и не применять эффективного теплосъема, то выделение таких количеств тепла приведет практически к мгновенному, взрывообразному разрушению части мишени.

С другой стороны, облучаемая высокоэнергетическими частицами мишень, подобно атомному реактору, может служить мощным источником тепла. Под действием 100-ма пучка протонов тепловыделение в мишени из ^{238}U за год (300 суток) составит около $3,1 \cdot 10^6$ мвт·ч. Использование необходимого урана повысит это значение до $4,5 \cdot 10^6$ мвт·ч.

Если $k_{\text{п}}$ — к. п. д. преобразования электроэнергии, затраченной на питание ускорителя, в энергию пучка ускоренных частиц, а $k_{\text{эл}}$ — к. п. д. обратного преобразования тепловой энергии в электрическую, то отношение возвращенной и затраченной электроэнергии

$$k_{\text{тепл}} \equiv \frac{E_{\text{возвр}}}{E_{\text{затр}}} = \frac{Q(T) k_{\text{эл}}}{T/k_{\text{п}}} = \frac{Q(T)}{T} k_{\text{п}} k_{\text{эл}} \quad (1)$$

Хотя для современных ускорителей, используемых в исследованиях по физике элементарных частиц и ядра, коэффициент $k_{\text{п}}$ еще невелик ($\sim 1-0,1\%$ [35, 36]), быстрый прогресс ускорительной техники и теоретические разработки указывают на возможность создания установок с очень высокой эффективностью преобразования затрачиваемой энергии в мощность пучка. Сейчас имеются реальные технические возможности для создания высокоточных ускорителей с коэффициентом $k_{\text{п}} = 60 \div 80\%$. Можно предполагать, что в будущих установках, специализированных на производстве энергии, $k_{\text{п}}$ будет еще больше [37]*. Что касается

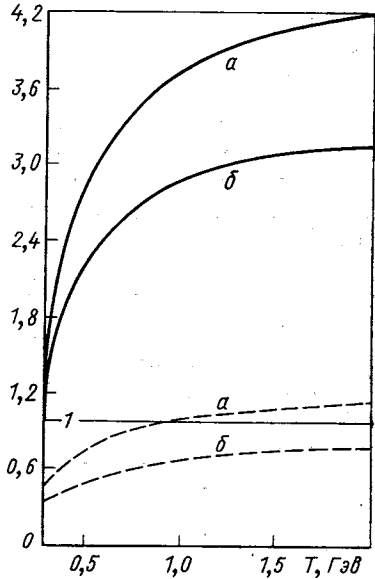


Рис. 28. Доля тепловой энергии, возвращаемой в электросеть, в установке с практически бесконечным урановым блоком, который облучается протонами с энергией T :

а — естественная смесь изотопов урана; б — ^{238}U ; — — $k_{\text{тепл}}^{\text{полн}}$; — — — $k_{\text{тепл}}$

* Я благодарен В. П. Дмитриевскому и А. П. Федотову за обсуждение этого вопроса.

коэффициента $k_{эл}$, то его можно выбрать таким же, как для существующих атомных электростанций: $k_{эл} \approx 30\%$.

Из рис. 28, где приведены расчетные значения коэффициента возврата (при $k_{п} = 0,5$), видно, что в мишени из обедненного урана $k_{тепл} < 100\%$; в то же время небольшая примесь ^{235}U или плутония может сделать электроядерный метод «самоокупающимся» уже только за счет перевода тепловой энергии в электрическую, не считая энергии, запасенной в ядрах ^{239}Pu (см. разд. 7), и возможности дальнейшего промышленного и бытового использования значительной части оставшегося тепла. Коэффициент $k_{тепл}$ будет возрастать по мере того, как в мишени будет накапливаться ^{239}Pu . Для дейтонного пучка $k_{тепл} > 100\%$ уже при $T \gtrsim 600 \text{ Мэв}$ (если $k_{п} = 0,5$).

7. ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЙ БРИДИНГ

Вследствие радиационного захвата нейтронов ядрами ^{238}U и последующего β -распада в облучаемом блоке образуется изотоп ^{239}Pu . Распределение числа захватов, совпадающее с распределением ядер плутония $N_{зах}^8(z, r) \equiv N(^{239}\text{Pu}; z, r)$, показано на

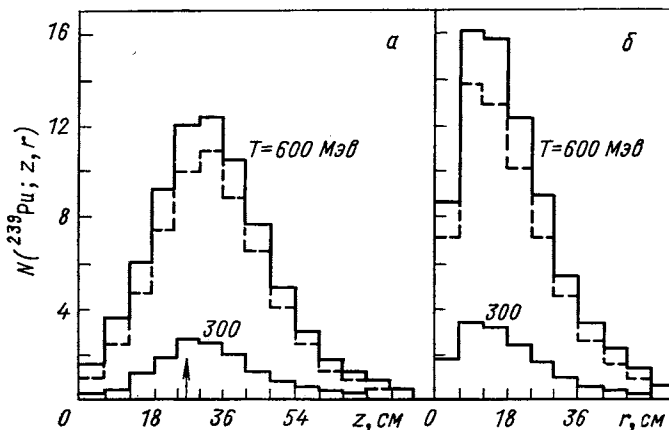


Рис. 29. Распределение ядер ^{239}Pu по практически бесконечному урановому блоку, облученному протонами энергией $T \text{ Мэв}$ (в расчете на один первичный протон) [19]:

a — распределение в радиальном; *b* — распределение в продольном направлениях; сплошные гистограммы — расчет для естественной смеси изотопов урана; пунктир — расчет для блока из чистого ^{238}U при $T = 660 \text{ Мэв}$. Стрелкой показано положение источника протонов (глубина щели)

рис. 29. Интегральные величины приведены в табл. 11, там же указаны расчетные данные для ядер ^{235}U , $N_{зах}^5 \equiv N(^{235}\text{U})$ и соответствующие результаты расчетов для дейтонного пучка. Ядра

Таблица 11

Число ядер ^{236}U и ^{239}Pu , образующихся в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана под действием пучка протонов или дейтронов с энергией T (в расчете на одну первичную частицу) [20]

$T, \text{ Гэв}$	Протоны		Дейтроны		$N(^{239}\text{Pu})_d$
	$N(^{236}\text{U})$	$N(^{239}\text{Pu})$	$N(^{236}\text{U})$	$N(^{239}\text{Pu})$	$N(^{239}\text{Pu})_p$
0,3	0,49	12	0,21	18	1,5
0,4	0,35	23	0,38	32	1,4
0,5	0,49	36	0,54	48	1,3
0,6	0,62	47	0,70	62	1,3
0,7	0,76	60	0,88	78	1,3
0,8	0,90	71	1,1	93	1,3
0,9	1,05	84	1,2	106	1,3
1,0	1,2	96	1,4	119	1,2
1,25	1,5	124	1,7	146	1,2
1,5	1,9	151	2,0	169	1,1
1,75	2,5	178	2,2	202	1,1
2,0	2,6	203	2,6	219	1,1

плутония концентрируются в основном в той же зоне ($z - z_0 \approx \approx \lambda_{я.н}/2$, где происходит наибольшее число взаимодействий и реализуется максимум тепловыделения. Именно эта часть мишени должна в первую очередь направляться для химического выделения плутония. По сравнению с распределениями выделяющегося тепла и числа делений пространственное распределение образующихся ядер плутония является значительно более пологим и, следовательно, более чувствительно к форме и размерам мишени.

В области $T \approx 1 \text{ Гэв}$ увеличение энергии первичных частиц на $\Delta T \text{ Мэв}$ дает прирост равно приблизительно 120 ΔT ядер плутония. Близкая величина $\Delta N (^{239}\text{Pu})$ получается и для других значений T : энергетическая зависимость числа образующихся ядер плутония почти линейная. Выход плутония при $T \approx 1 \text{ Гэв}$ увеличивается почти на треть, если вместо протонов использовать пучок дейтронов. (Величина $N (^{239}\text{Pu}) \approx 63$ из табл. 9 для пучка дейтронов энергии 700 Мэв , бомбардирующего мишень из обедненного ^{238}U , хорошо согласуется со значением $N (^{239}\text{Pu}) \approx 65$, приведенным в работе [5].)

Накопление плутония резко возрастает даже при очень малых добавках ^{235}U . Например, при $T \approx 1 \text{ Гэв}$ 0,7%-ная примесь ядер ^{235}U в природном уране увеличивает выход плутония на 20—25%. Аналогичный результат дает примесь самих ядер ^{239}Pu . Из данных табл. 11 следует, что годовая производительность (300 суток)

электроядерной установки, полностью использующей пучок протонов с энергией $T = 1 \text{ Гэв}$, интенсивностью 100 ма и с мишенью из ^{238}U могла бы составить около 470 кг плутония ($1,6 \text{ кг/сутки}$). Использование естественного, необедненного урана позволяет увеличить эту производительность до 570 кг/год ($1,9 \text{ кг/сутки}$), а переход к пучку дейтронов даст выход около 750 кг плутония в год ($2,5 \text{ кг/сутки}$ для необедненного урана).

Следует подчеркнуть, что приведенные значения относятся к идеализированному случаю практически бесконечного блока из чистого урана без учета теплоносителя и конструктивных материалов, которые будут несколько снижать эффективность установки. Так, проработка канадскими физиками проекта электроядерной установки ING на основе ускорителя протонов с энергией $T \approx 1 \text{ Гэв}$ и током 300 ма дала оценку производительности $\approx 1 \text{ т}$ плутония в год [30]. В практически бесконечном блоке из чистого ^{238}U при этих условиях следовало бы ожидать наработки около $1,4 \text{ т}$ плутония в год. Приблизительно так же соотносятся выходы плутония в практически бесконечной и более реальной проектной мишенях, облучаемых пучком дейтронов энергией 500 Мэв : при токе 320 ма годовая наработка плутония в бесконечном блоке из чистого ^{238}U составляет около 800 кг , оценка для мишени в американском проекте MTA равна 576 кг [5, 38].

С другой стороны, скорость образования ядер плутония будет быстро возрастать по мере их накопления в мишени. Это может не только скомпенсировать снижение выхода плутония, обусловленное влиянием теплоносителя и конструктивных элементов мишени, но и значительно превысить расчетные данные для блоков чистого ^{238}U . Отсюда видно, насколько важное значение имеет рассмотрение реальных мишеней; данные для мишеней с неизменным компонентным составом имеют лишь ориентировочное значение. Важной особенностью электроядерного бридинга является большая скорость наработки плутония. Из сопоставления табл. 9 и 11 видно, что в бесконечной мишени из естественного урана на каждое разделившееся ядро урана образуется примерно $3,3$ ядра плутония. По расчетам канадских физиков проектируемая ими промышленная установка при условии полного обеспечения энергетических нужд замкнутого электроядерного цикла за счет сжигания части образующегося плутония будет выдавать около 1 г плутония на каждые 2 г затраченного уранового сырья*. Такая электроядерная установка способна снабжать плутонием десяток реакторов мощностью 1000 Мвт [1,34].

Электроядерный бридинг позволит получать очень большие количества плутония, особенно если учесть, что к 1980 г. все

* Пользуюсь случаем поблагодарить Л. Н. Усачева за разъяснение вопросов, касающихся сравнения скоростей наработки плутония электроядерным методом и с помощью реакторов на быстрых нейтронах.

энергетические реакторы, имеющиеся в мире, будут производить всего лишь около 90 кг плутония в сутки [39].

На рис. 28 приведено относительное значение возврата электроэнергии за счет использования тепловыделения в блоке и сжигания образующихся ядер плутония:

$$k_{\text{возвр}} \equiv \frac{E_{\text{возвр}}^{\text{полн}}}{E_{\text{затр}}} = k_{\text{тепл}} + q \frac{k_{\text{п}} k_{\text{эл}}}{T} \frac{\sigma_f}{\sigma_{\alpha} + \sigma_f} \frac{N(^{239}\text{Pu})}{1 - KB}, \quad (2)$$

где коэффициент $k_{\text{тепл}}$ определяется соотношением (1); $k_{\text{п}} = 0,5$; $k_{\text{эл}} = 0,3$ (см. разд. 6); $q \approx 290 \text{ Мэв}$ — энергия деления ядра ^{239}Pu (не считая 5% энергии, уносимой нейтрино); $\sigma_f = 742 \text{ барн}$ и $\sigma_{\alpha} = 1028 \text{ барн}$ — сечения деления и захвата нейтрона ядром ^{239}Pu ; KB — коэффициент воспроизводства, определяющий число новых ядер ^{239}Pu , образующихся (и сгорающих) в атомном реакторе при сжигании одного ядра плутония. Для легководных реакторов $KB = 0,6$; это значение и использовалось при расчете кривых рис. 28*.

При $T \gg 1 \text{ Гэв}$ можно получить трех-четырекратный выигрыш по сравнению с полной затраченной энергией $E_{\text{затр}}$. Около 60—70% этого выигрыша обязано энергии деления плутония. Использование дейтронного пучка на треть увеличивает выигрыш в энергии при $T \approx 1 \text{ Гэв}$ и практически не сказывается на $k_{\text{возвр}}$ при энергии большей нескольких Гэв .

С ростом энергии T доля возвращаемой энергии стремится к постоянному пределу. Однако этот вывод не учитывает эффекта разгонки, связанного с вовлечением в электроядерный процесс образуемых ядер плутония. (Скорость образования плутония возрастает при увеличении T , соответственно более существенным должен стать и эффект разгонки.)

В самом ускорителе выделяется тепловая энергия

$$Q_{\text{ускор}} = E_{\text{затр}} - T = T(1 - k_{\text{п}}) / k_{\text{п}} \ll Q_{\text{полн}}.$$

Даже при сравнительно небольших значениях коэффициента $k_{\text{п}}$ на поддержание самого ускорителя требуется очень незначительная доля получаемой электрической энергии. В наиболее разработанном к настоящему времени канадском проекте электроядерной установки для этого необходимо всего только несколько процентов электрической мощности [34].

Баланс энергий в электроядерном бридинге анализировал также В. А. Давиденко [11] и сделал вывод о том, что на этом пути принципиально нельзя получить никакого выигрыша в энергии. Однако оценки работы [11] проведены в наименее благоприят-

* Для тяжеловодных реакторов $KB \approx 0,9$. Я благодарен В. В. Орлову за обсуждение вопросов, касающихся экономики реакторов и расчета коэффициента $k_{\text{возвр}}$.

ном случае: для ядер ^{232}Th и мишени, в которой выход нейтронов вдвое меньше, чем в толстом (практически бесконечном) блоке, не учитывались коэффициент воспроизводства K_B и возможность утилизации тепловыделения в мишени. Как мы видели выше, можно указать условия, когда электроядерный бридинг дает значительный энергетический выигрыш.

Не может служить возражением против электроядерного метода и то обстоятельство, что собственные расходы в этом случае

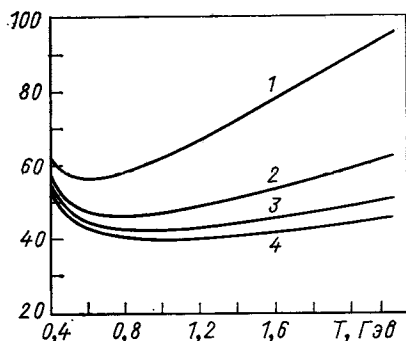


Рис. 30. Зависимость оценочной стоимости производства 1 г делящегося вещества электроядерным методом от производительности установки и энергии протонов [1]:

1, 2, 3, 4 — производительность, равная соответственно 1, 2, 3, 4 кг делящегося вещества в сутки

водства делящегося вещества и в то же время, что особенно важно, применять ускоритель с меньшей интенсивностью пучка. Образно говоря, электроядерная часть такой системы становится в какой-то мере аналогом диффузионных заводов, на которых делящийся материал отделяется от неиспользуемого ^{238}U ; пучок ускоренных частиц позволяет переработать весь добываемый уран в ядерное горючее [4]. Можно думать, что это — одно из наиболее интересных направлений развития электроядерного метода.

Что касается стоимости производства делящихся веществ электроядерным методом, то в настоящее время здесь можно сделать лишь грубо ориентировочные расчеты. Результаты таких оценочных расчетов, выполненных канадскими физиками, даны на рис. 30. Как видно, стоимость сильно зависит от планируемой производительности установки и при выходе 4 кг плутония в сутки составляет около 40 долл/г (в ценах 1974 г.). Это пока еще значительно выше стоимости производства ^{235}U методом диффузионного

выше, чем в реакторах-бридерах, где они составляют не более 10%. Это было бы существенным соображением, если бы реакторы-бридеры действительно могли обеспечить удовлетворительную скорость наработки делящихся веществ. Вывод В. А. Давиденко о том, что изложенные в его статье соображения «делают идею электроядерного бридинга неприемлемой в самой основе» (см. [11], с. 161), совершенно несостоятелен.

В некоторых работах предлагалось использовать в качестве мишени подкритическую систему, т. е. объединить воедино ускоритель и реактор на быстрых нейтронах [6, 7, 31]. Это позволило бы получить очень высокий коэффициент воспроиз-

разделения естественной смеси изотопов урана (≈ 25 долл/г *); в связи с истощением удобных для эксплуатации месторождений цены на урановое сырье быстро возрастают и в 1990—2000 гг. достигнут, по-видимому, уровня, когда электроядерный метод производства станет более экономичным **.

Когда обсуждается электроядерный метод, то, как правило, имеют в виду сильноточные ускорители с энергией частиц, не превышающей нескольких $Gэв$, поскольку переход к очень высоким энергиям хотя и позволяет за счет роста потоков вторичных частиц в мишени снизить интенсивность пучка ускоренных частиц, тем не менее в целом приводит к значительному усложнению и удорожанию системы. Однако этот вопрос требует более тщательного изучения, и не исключено, что именно высокоэнергетическое направление окажется наиболее выгодным для электроядерного метода ***.

Действительно, после того как заряженные частицы инжектированы и ускорены до энергий $T \approx 10 Gэв$, их дальнейшее ускорение происходит уже почти без потерь. Ограничения, связанные с пространственным зарядом и бетатронными колебаниями, с ростом энергии становятся все менее важными; это улучшает эмиттанс пучка и позволяет использовать ускоряющее кольцо с уменьшающейся апертурой и, соответственно, снизить затраты на охлаждение сверхпроводников или, наоборот, использовать ускоряющее кольцо с постоянной апертурой, но существенно увеличить за счет этого число инжектированных и захваченных для ускорения частиц.

Особенно заманчивым представляется использовать пучки высокоэнергетических тяжелых ядер. Это эквивалентно увеличению на 1—2 порядка интенсивности пучка протонов и позволяет

* Стоимость диффузионного выделения ^{235}U (при условии извлечения из 1 кг естественного урана 5 г ^{235}U с 93%-ной концентрацией) составляет в настоящее время 15 долл/г. Стоимость 1 кг U_3O_8 в 1976 г. равнялась 40—50 долл. Ожидается, что в 1980 г. эта стоимость поднимется до 84 долл., а к 1985 г. — до 100 долл. [41].

Заметим, что в 1954 г. стоимость производства плутония не упоминавшейся выше американской установки с использованием пучка дейтронов энергией 500 $Mэв$ и суточной производительностью, равной 576 кг, оценивалась в 250 долл./г (в пересчете на цены 1974 г.) [1, 5].

** Оценочная стоимость высокоэнергетического ускорителя, необходимого для снабжения плутонием реактора с мощностью 100 $Mвт$, составляет около 200 млн. долл. [36]. Стоимость сильноточного ускорителя с энергией $T \approx 1 Gэв$ в канадском проекте электроядерного метода оценивается более, чем в 250 млн. долл. [34]. К этим оценкам следует добавить стоимость мишени: 400 млн. долл. [34]. Изготовление такой мишени представляет сложную техническую задачу.

*** В Дубне эти идеи в течение нескольких лет развиваются К. Д. Толстым; сходные соображения изложены в недавней работе Вильсона [36]. Я благодарен К. Д. Толстому за многократные обсуждения этих вопросов, а также за прочтение рукописи и многочисленные замечания.

снизить потери энергии на электромагнитные ливни в мишени, а с точки зрения ускорительной техники не вызывает принципиальных затруднений.

При переходе в область энергий $T \gg 10 \text{ Гэв}$ требования к интенсивности пучка несколько снижаются, и уже строящиеся и проектируемые в настоящее время для исследований по физике элементарных частиц ускорители оказываются по своим параметрам близки к тому, что с их помощью можно осуществить электроядерный метод. Это можно проиллюстрировать на примере создаваемого в Батавии сверхпроводящего протонного ускорителя (Energy Dabber) на 1000 Гэв [36].

Если считать, что число образующихся в урановой мишени ядер плутония и тепловыделение приблизительно пропорциональны энергии протонов, то коэффициент возврата энергии

$$k_{\text{возвр}} = k_{\text{эл}} N_p T [\gamma + q\alpha\sigma_f / (\sigma_a + \sigma_f)] / (E_0 + \beta N_p T),$$

где N_p — число первичных протонов; $\alpha \approx 100/(1 - KB)$ — коэффициент мультипликации; $\gamma \approx 7$ (см. табл. 8 и 11); $\beta N_p T$ — мощность радиочастотной системы (коэффициент $\beta \approx 2$ и его можно довести до 1,5 [33]); $E_0 \approx 20 \text{ Мвт}$ — холостая мощность ускорителя, когда не ускоряется ни одного протона.

Баланс энергии будет положительным ($k_{\text{возвр}} > 1$), если интенсивность пучка (*протон/сек*):

$$N_p > N_0 \equiv E_0 / [k_{\text{эл}} T (\gamma + q\alpha\sigma_f / (\sigma_a + \sigma_f) - \beta/k_{\text{эл}})] \approx 2 \cdot 10^{16} / T \text{ (Гэв)},$$

т. е. $N_p > 2 \cdot 10^{13} \text{ протон/сек}$ при $T = 10^3 \text{ Гэв}$. Это всего в несколько десятков раз больше интенсивности $N_p \approx 10^{12} \text{ протон/сек}$, которая запланирована для строящегося ускорителя.

Интенсивность N_0 можно снизить по крайней мере на порядок, если в мишени использовать естественный необедненный или слегка обогащенный уран.

8. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Решение многих фундаментальных и прикладных задач в настоящее время требует создания источников нейтронов, которые бы обладали высокой интенсивностью, позволяли работать в импульсном режиме с времяпролетной методикой и одновременно имели хорошие фоновые условия: малую эмиссию нейтронов между импульсами, возможность исключить влияние γ -излучения и т. п.

Уникальные возможности для этого предоставляет электроядерный метод, использующий пучки протонов и более тяжелых частиц [7, 12, 42, 43]. Таким способом можно получить чрезвычайно высокую интенсивность нейтронов $n_{\text{выл}} \gtrsim 10^{15} \div 10^{18} \text{ нейтрон/сек}$

и в то же время очень короткие импульсы (для быстрых нейтронов вплоть до $\Delta t \approx 1$ нсек) и низкое тепловыделение: $Q/n_{\text{выл}} \approx \approx 30$ Мэв/нейтрон для Pb — Bi-мишеней и около 60 Мэв/нейтрон при использовании мишеней из урана — значительно меньше, чем во всех других источниках нейтронов, кроме термоядерной реакции (см. рис. 27 и табл. 10). Фон между импульсами, обусловленный испусканием запаздывающих нейтронов для урановой мишени, составляет около 1%, при использовании Pb — Bi-мишени — на порядок меньше, а для мишеней из молибдена или циркония — всего около $10^{-4}\%$ ($n_{\text{фон}}/n_{\text{выл}} \approx \sigma_f/\sigma_{\text{in}}$, см. рис. 4, 5). Большие преимущества дает применение внешней нейтронной мишени, когда для вывода нейтронных пучков и постановки экспериментов доступен широкий диапазон углов. При этом для генерации весьма интенсивных пучков нейтронов достаточны значительно меньшие токи ускоренных частиц, чем те, которые необходимы для эффективного электроядерного метода.

Существенным недостатком электроядерных источников нейтронов является то, что эти источники обладают очень большой частотой повторения импульсов $f \gtrsim 100$ гц, благодаря чему их полную интенсивность можно использовать лишь для ограниченного круга задач. Снижение частоты с помощью отщепления на мишень только части импульсов ускорителя резко уменьшает интенсивность источника. Однако положение можно исправить комбинацией импульсов протонов с импульсами отрицательных ионов водорода H⁻, ускоряемых одновременно с протонами; это позволяет создать интенсивные источники нейтронов практически с любой заданной длительностью импульса [23]. Ориентировочные параметры спектрометров для быстрых, резонансных и медленных нейтронов, которые могут быть сконструированы на основе строящейся сейчас в СССР мезонной фабрики МФ-600, и параметры нейтронных пучков, созданных на основе линейного ускорителя электронов Ок-Риджской лаборатории (ORELA), изохронного циклотрона в Карлсруэ (KIC) и импульсного реактора в Дубне ИБР-2, приведены в табл. 12.

В случае низкофоновых экспериментов бомбардируемая первичными частицами мишень должна обладать большой плотностью, иметь малую делимость при высоких и низких энергиях, быть практически прозрачной для медленных нейтронов. Такими свойствами обладают мишени из свинца, висмута и некоторых более легких элементов.

Для того чтобы получить наибольшие потоки нейтронов, следовало бы использовать первичные частицы с возможно большей энергией T . Однако, исходя из требования высокой плотности пучка нейтронов и его минимальной пространственной «размазки», желательно, наоборот, использовать частицы с меньшей энергией T и мишени с максимально возможной плотностью. Авторы

Параметры импульсных источников нейтронов [12]

Установка	Длительность импульса, <i>нсек</i>	Частота импульсов, <i>гц</i>	Мощность мишени, <i>квт</i>	Средняя интенсивность, <i>нейтрон/сек</i>	Интенсивность в импульсе, <i>нейтрон/импульс</i>
Быстрые нейтроны					
МФ-600(2)	1	400	3	$2,5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{11}$
МФ-600(3)	1	800	60	$5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{13}$
КИС [44]	1	200	1,6	$2 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{12}$
Резонансные нейтроны					
МФ-600(2)	25	100	50	$7,5 \cdot 10^{15}$	$7,5 \cdot 10^{13}$
МФ-600(3)	25	400	500	$7,5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$
ORELA [45]	24	1440	60	$3 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{11}$
Подземный, ядерный взрыв (3 <i>квт</i>)	100	1/месяц	—	$2,4 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{16}$
Медленные нейтроны					
МФ-600(1)	100 <i>мксек</i>	10	0,3	$1,5 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{15}$
МФ-600(2)	4 <i>мксек</i>	20	4	$1,7 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{15}$
МФ-600(3)	6 <i>мксек</i>	40	40	$1,7 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{16}$
ИБР-2 [46]	90 <i>мксек</i>	5—50	4	$1,7 \cdot 10^{17}$	10^{16}

Примечание. В варианте МФ-600(1) снижение частоты импульсов достигается отщеплением части протонного пучка. Установки МФ-600(2) и МФ-600(3) различаются интенсивностью используемых пучков ионов Н⁺. Интенсивность пучка протонов энергией 600 *Мэв* мезонной фабрики составляет 10—100 *мкв*.

работы [20], считают, что оптимум достигается при использовании пучка протонов с энергией 800 *Мэв* и урановой мишени.

В работе [12] отмечается, что протоны с энергией $T = 150$ *Мэв*, пробег которых $\lambda_{п.н} \approx 1$ *см*, позволяют изготовить очень компактную, практически точечную мишень и в то же время иметь достаточно интенсивный пучок нейтронов.

Временная структура импульса нейтронов, возникающая в ходе развития каскадной лавины замедляющихся частиц, приведена на рис. 31. Ширина импульса Δt возрастает с уменьшением энергии частиц \mathcal{E} в соответствии с ростом числа столкновений, необходимых для замедления частиц. Ширину импульса Δt можно уменьшить, если использовать сложную мишень, где центральная размножающаяся часть окружена легким замедлителем. Выбор замедляющего материала зависит от характера решаемой задачи; это может быть, в частности, обычная или тяжелая вода. Соответствующим подбором размеров размножающей части и замедлителя

можно добиться также значительного увеличения выхода медленных нейтронов по сравнению с монолитным блоком.

Уширение нейтронного импульса в процессе замедления в легких водородсодержащих средах Δt (мксек) $\approx \approx 1,4 \cdot 10^3 / \sqrt{\mathcal{E}}$ (Мэв) [47], поэтому при исследованиях с медленными нейтронами не имеет смысла применять источники с очень короткими импульсами быстрых нейтронов; определяющее значение в этих случаях имеет средняя интенсивность. Длительность импульса в несколько мксек, при которых можно получить наиболее короткие импульсы тепловых нейтронов, близка к оптимальной. При энергиях нейтронов в области десятков и сотен эв время замедления вносит меньшую неопределенность и становится целесообразным применение импульсных источников с длительностью импульса в десятки нсек. При энергиях $\mathcal{E} \gg 200$ кэв замедлитель вообще не нужен и эффективная ширина нейтронного импульса Δt определяется разрешением регистрирующей аппаратуры и геометрией эксперимента [12].

Сложные мишени исследовались во многих экспериментальных и теоретических работах [7, 21, 26, 31, 48, 39]. Размножение нейтронов в мишени, которая состоит из свинцового цилиндра, помещенного в центр водяного бака (рис. 32), изучалось, например, в работе [49]. Полученное в этом эксперименте пространственное распределение плотности тепловых нейтронов, которое является типичным для сложных мишеней с «внутренним» источником протонов, дано на рис. 33. Как и для распределений внутри уранового блока, максимум нейтронного потока достигается в слое $z - z_0 \approx \lambda_{Я.Н}/2$.* При увеличении толщины свинцового

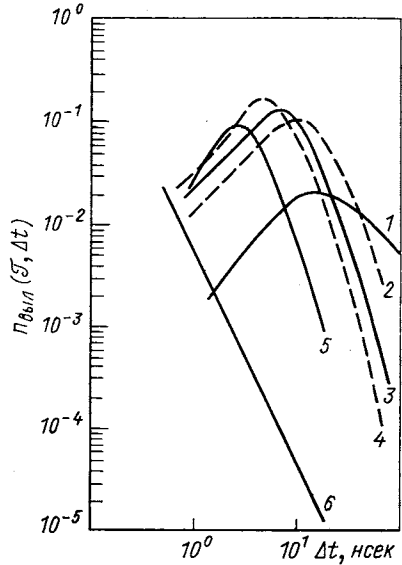


Рис. 31. Зависимость импульса нейтронов с энергией \mathcal{E} , вылетающих из мишени ^{238}U с $L = 30$ см, $D = 15$ см под действием мгновенного импульса протонов энергией 800 Мэв [29], от времени:

1 — $\mathcal{E} = 25 - 100$ кэв; 2 — 100—250 кэв; 3 — 250—400 кэв; 4 — 400—750 кэв; 5 — 750—2 Мэв; 6 — 2—30 Мэв. Пучок протонов направлен вдоль оси цилиндра. Угол вылета нейтронов по отношению к этому пучку $\Delta\theta = 80,41 \div 99,59^\circ$. Величина $P_{\text{выл}}$ дана в относительных единицах

* Для свинца при $T = 660$ Мэв $\lambda_{Я.Н} \approx 19$ см.

блока выход нейтронов медленно приближается к максимальному значению $n_{\text{выл}} \approx 14$ (рис. 34).

При сравнении результатов работы [49] с аналогичными экспериментальными данными [26] обращает на себя внимание тот

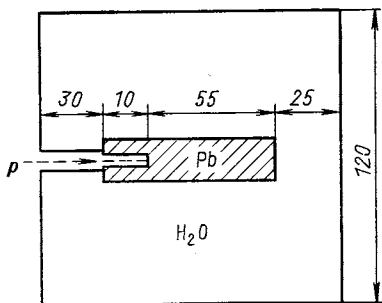


Рис. 32. Свинцовый цилиндр длиной 65 см и переменным диаметром от 10 до 25 см помещен в кубический блок с ребром 120 см, наполненный водой. Пучок протонов через вакуумный плюз направлялся в щель глубиной $z_0 = 10$ и шириной 4,5 см

факт, что при одинаковых диаметрах мишени поток нейтронов оказывается втрое меньшим. Это связано с большим сечением

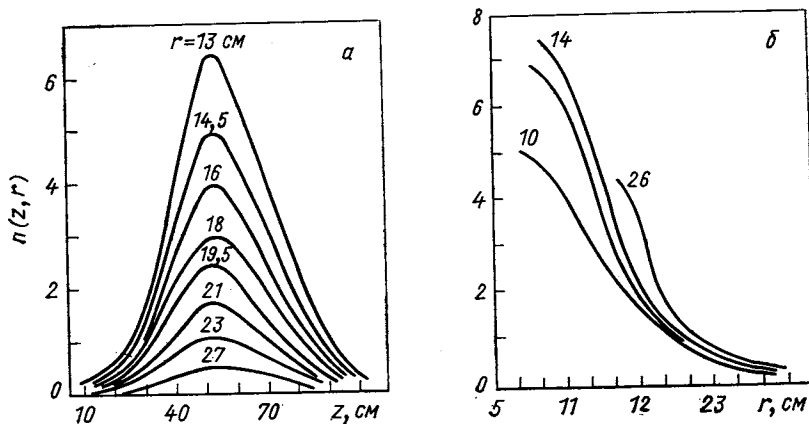


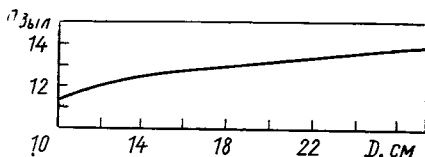
Рис. 33. Пространственное распределение потока тепловых нейтронов, образующегося в мишени рис. 32 под действием пучка протонов энергией 600 Мэв [в единицах нейтрон/(первичный протон · см² · сек)] [49]: а — распределение в продольном направлении на различных расстояниях r от центра мишени; диаметр мишени $D = 16$ см; б — распределение в поперечном направлении на глубине z , где продольное распределение имеет максимум; около кривых указан диаметр мишени D

(4,5 см) использованного в [26] пучка протонов. Для достижения равных нейтронных потоков в этом случае требуется более толстая мишень, что приводит к увеличению эффективного объема и, как следствие, к росту потока нейтронов. Для того чтобы полу-

читать большие потоки нейтронов, используем узкие пучки протонов.

Поток нейтронов можно еще более увеличить, если в качестве замедлителя вместо обычной использовать тяжелую воду (рис. 35). Интересные возможности связаны с использованием в центральной части мишени плутония и более тяжелых трансуранов.

Рис. 34. Зависимость выхода нейтронов (в расчете на один первичный протон) из мишени рис. 32 от диаметра D . Энергия протонов $T = 660$ Мэв [49]



Дальнейшее увеличение нейтронного потока связано с использованием в качестве мишени подкритической системы на быстрых нейтронах — бустера-умножителя [6, 7]. Такая установка представляет собой дальнейшее развитие идеи импульсных быстрых

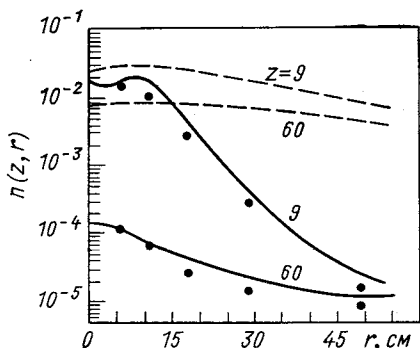


Рис. 35. Радиальное распределение потока тепловых нейтронов, образовавшихся в цилиндрической свинцовой мишени размером 60×10 см под действием протонов с энергией $T = 540$ Мэв [в единицах нейтрон/(первичный протон · см² · сек)].

Мишень помещена в центр бака ($180 \times 180 \times 180$ см) с H_2O (сплошные линии) и D_2O (пунктир). Пучок протонов через вакуумный шлюз бомбардирует торец цилиндра вдоль его оси. Кривые — расчет [31], точки — экспериментальные данные [26]

реакторов ИБР-30 или ИБР-2 и представляет аналогичные экспериментальные возможности при более высоких параметрах [12].

Возможные параметры бустера-умножителя с плутонием в качестве делящегося вещества в активной зоне, дающего 100-кратную мультипликацию:

Энергия протонов 600 Мэв

Ток протонов 0,5 ма

Частота импульсов 50 гц

Длительность импульса нейтронов:

быстрых 4 мксек

тепловых 45 мксек

Полный выход быстрых нейтронов $1,7 \cdot 10^{18}$ нейтрон/сек

Интенсивность потока тепловых

нейтронов в толстом замедлителе $1,1 \cdot 10^{15}$ нейтрон/(см² · сек)

Тепловыделение в активной зоне... 40 квт

Деление плутония сопровождается сравнительно малой долей запаздывающих нейтронов ($\sim 0,2\%$), поэтому нейтронный фон между импульсами в такой установке будет составлять около 20%, что допустимо для широкого круга экспериментов.

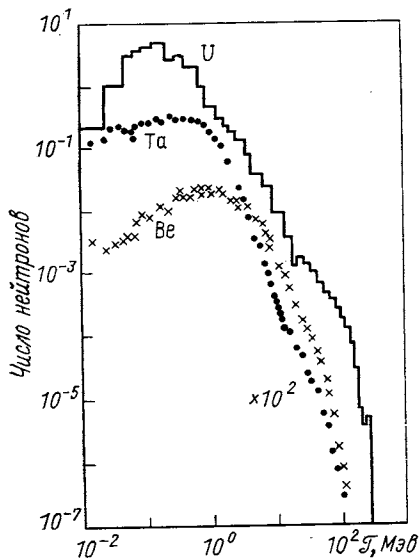


Рис. 36. Спектры нейтронов, вылетающих из мишени, облучаемой пучком протонов или электронов [в единицах $\text{нейтрон}/(\text{первичная частица} \times \text{Мэв} \cdot \text{стер})$]

гистограмма — расчетный спектр нейтронов, вылетающих в интервале углов $\Delta\theta = 80,41 \div 99,59^\circ$ из мишени ^{238}U ($L = 30$ см, $D = 15$ см) под действием протонов с энергией 800 Мэв [23]; ● и × — расчетные данные (в масштабе $\times 10^2$, усредненные по углам θ) для пластин из ^{181}Ta и ^9Be толщиной 7,6 и 36,8 см, облучаемые пучком электронов с энергией 150 Мэв перпендикулярно поверхности пластин [50]

Снижение удельного выхода нейтронов можно компенсировать увеличением интенсивности электронного пучка.

Более существенным обстоятельством являются очень значительные энерговыделение и большой выход γ -квантов в мишенях, облучаемых электронами.

Сравним характеристики нейтронных источников на основе пучков протонов (p) и электронов (e). Энергия протонов $T_p = 800$ Мэв, энергия электронов $T_e = 60$ Мэв; мишень ^{238}U . Данные для электронов взяты из работы [51]:

Полный выход нейтронов $n_{\text{вых}}(p)/n_{\text{вых}}(e) = 100$ нейтрон/квт
Средний поток нейтронов поток $p/\text{поток } e = 0,02$ нейтрон/(квт \cdot см 2)

9. ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

До сих пор речь шла об использовании пучков ускоренных протонов и более тяжелых частиц. Однако для генерирования нейтронных потоков в средах применимы также и электронные ускорители, с помощью которых можно получать пучки электронов исключительно высокой интенсивности. Сравнение спектров нейтронов в урановой мишени, порожденных пучками протонов и электронов, дано на рис. 36. В последнем случае выход нейтронов в расчете на одну первичную частицу на два-три порядка меньше, особенно в области $\mathcal{T} = 10 \div 100$ Мэв, где спектр нейтронов, генерированных электронами, убывает значительно быстрее. Однако само по себе это обстоятельство еще нельзя рассматривать как решающее преимущество протонных ускорителей, так как снижение

Длительность импульса быстрых нейтронов $\Delta t(p)/\Delta t(e) > 5$
 Выход γ -квантов $\gamma(p)/\gamma(e) = 7 \cdot 10^{-4}$
 Тепловыделение в мишени (в расчете на 1 вылетающий нейтрон)
 $Q(p)/Q(e) = 0,02$.

Эти факторы дают значительное преимущество протонным пучкам при создании нейтронных источников (конструкция мишени упрощается) и имеют решающее значение в электроядерном методе.

Вместе с тем размер мишени при использовании электронного пучка меньше, поэтому применение электронных пучков целесообразно в случаях, когда особенно важное значение имеют небольшая длительность и малая пространственная размазка импульсов нейтронного источника.

10. ПРОИЗВОДСТВО РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

Одно из важных практических применений пучков высокоэнергетических протонов и ядер связано с использованием реакций расщепления для получения радиоактивных изотопов, которые невозможно или очень трудно получить в атомных реакторах. В процессе деления ядер и в (n, γ) -реакциях преимущественно образуются нейтроноизбыточные изотопы. Наоборот, в реакциях расщепления большие сечения выхода имеют нейтронодефицитные изотопы (рис. 37).

Нейтронодефицитные изотопы находят все более широкое применение в различных отраслях науки и народного хозяйства. Например, замена широко используемого в настоящее время в медицине изотопа ^{131}I нейтронодефицитным ^{123}I позволяет приблизительно в 100 раз снизить дозу побочного облучения организма пациентов и в то же время существенно улучшить точность диагностики и радиотерапии. Гамма-излучатель нейтронодефицитного изотопа ^{67}Ga позволяет с высокой точностью сканировать глубоколежащие новообразования в организме. Разнообразные применения находят изотопы ^{26}Al , ^{32}Si , ^{127}Xe и др. [12, 53, 54]. Многие возможности здесь еще просто не исследованы из-за боль-

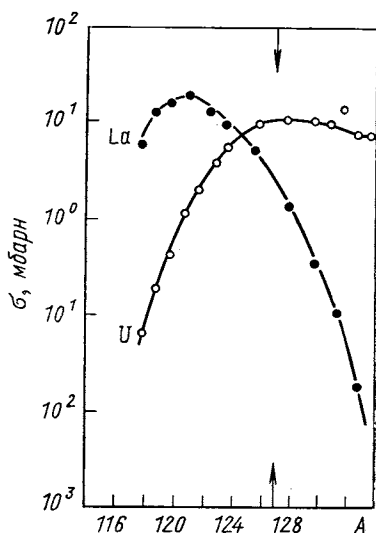


Рис. 37. Сечения образования изотопов йода в реакциях расщепления лантана и деления урана протонами энергией 600 Мэв [52]: A — массовое число изотопа. Стрелками отмечено положение стабильного изотопа ^{127}I

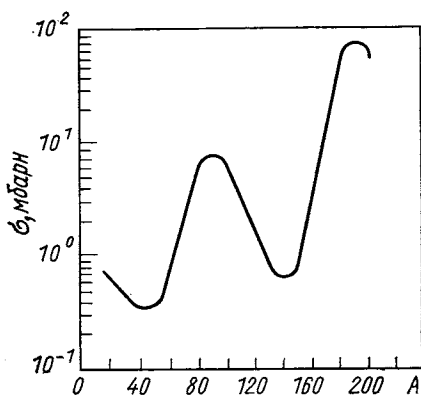
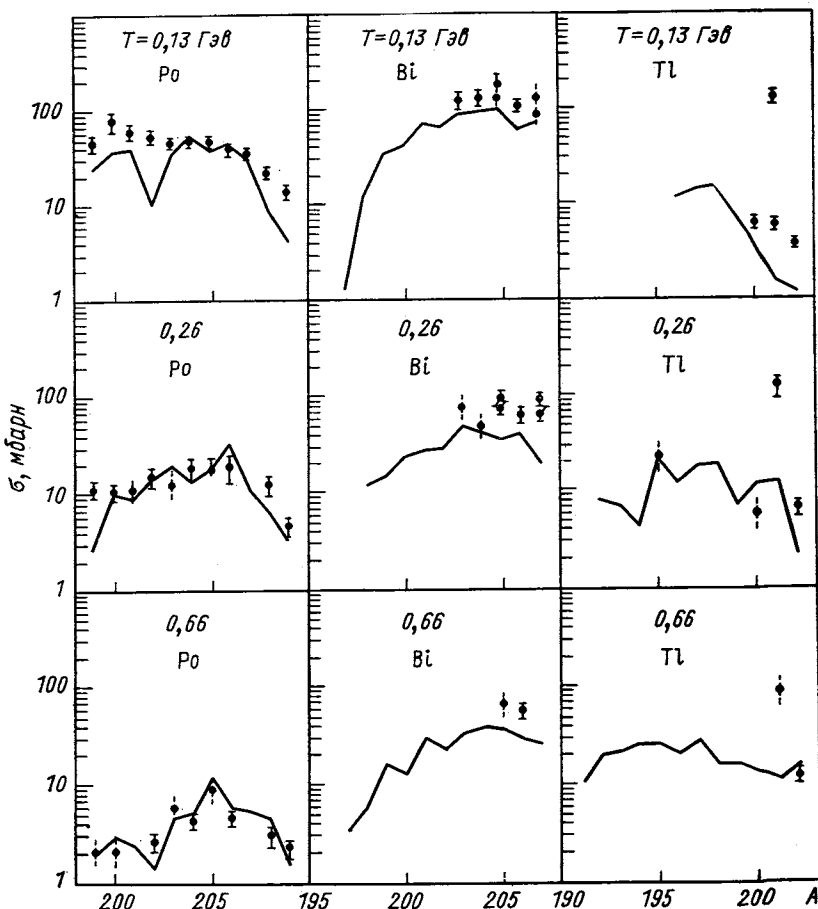


Рис. 38. Сечения образования ядер с массовым числом A в реакции $p + {}^{209}\text{Bi}$ при энергии $T=800 \text{ Мэв}$ [55]. Распределение продуктов реакции характеризуется большой дисперсией, но большой выход имеют лишь ядра с $\Delta A \leq 30$

Рис. 39. Выход изотопов висмута, полония и таллия в реакциях расщепления висмута протонами с энергией T :

кривая — расчетные данные [17]; точки — экспериментальные данные из работы [56]; A — массовое число изотопа



шой дороговизны изготовления нейтрондефицитных изотопов на современных ускорителях.

Положение может существенно измениться при использовании сильноточных или высокоэнергетических ускорителей, порождающих мощный каскад реакций расщепления в облучаемых мишенях. Для наработки изотопов, в частности, может использоваться пучок, остающийся после отщепления части импульсов на мишень нейтронного спектрометра; кроме того, большое количество ценных изотопов будет образовываться и в самой мишени (особенно при электроядерном методе).

Реакции расщепления позволяют получать изотопы в очень широком диапазоне массовых и зарядовых чисел ΔA и ΔZ , тем больше, чем выше энергия первичных частиц T и чем тяжелее ядра мишени [15], хотя сечения выхода подавляющего числа этих изотопов весьма малы (рис. 38).

Выход различных изотопов может быть достаточно точно рассчитан с помощью теории внутриядерных каскадов. Точность таких расчетов видна из рис. 39 и 40.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя расчетов и измерений выполнено еще мало и некоторые из приведенных выше результатов, возможно, будут пересмотрены, известные нам данные показывают большую перспективность электроядерного метода в самых различных направлениях, в том числе и наиболее важном из них — получении энергии на основе ^{238}U и ^{232}Th . На этом пути стоят сложные инженерные проблемы, связанные с созданием сильноточных и высокоэнергетических ускорителей с обеспечением радиационной и термической устойчивости мишени, с отводом огромных тепловых потоков и т. п. Мы рассмотрели лишь принципиальные физические вопросы и не касались этих трудных аспектов. Важно, однако, подчеркнуть, что в настоящее время не видно каких-либо принципиальных препятствий для развития электроядерного метода, а решение свя-

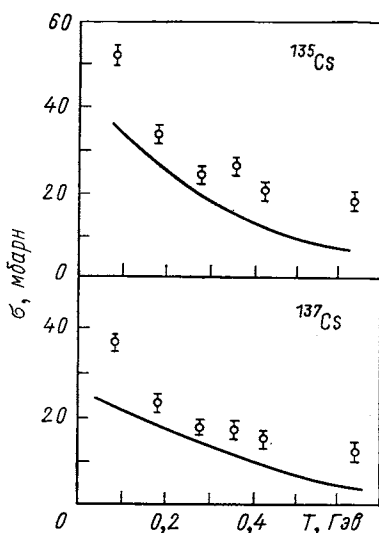


Рис. 40. Выход изотопов цезия в реакции деления ядер ^{238}U протонами с энергией T :

кривая — расчетные данные; точки — экспериментальные данные, взятые из работы [57]

занных с ним инженерных проблем находится в пределах современных технических возможностей.

Вместе с тем было бы совершенно неправильным противопоставлять электроядерный метод подходу, основанному на атомных реакторах. Это не конкурирующие, а взаимодополняющие друг друга направления ядерной технологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tunncliffe P. R., Chidley B. H., Fraser J. S. High Current Proton Linear Accelerators and Nuclear Power. Report on the Intern. Conf. on Accelerators in Chalk River. Ontario, 1976.
2. Mooradian A. J., Runnalls O. J. C. Report AECL-4916. Ontario, Chalk River, 1974.
3. Lidsky L. M. «Nucl. Fusion», 1975, v. 15, p. 151.
4. Васильков В. Г. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, с. 151.
5. Livermore Research Laboratory Report LRL-102 (Del), 1954.
6. The AECL Symposium on the Generation of Intense Neutron Fluxes, 1965. SECL-2177. Ontario, Chalk River, 1966.
7. The AECL Study for an Intense Neutron Generator. AECL-2600. Ontario, Chalk River, 1966.
8. Александров А. П. «Атомная энергия», 1968, т. 25, с. 356.
9. Weinberg A. Proc. of the Intern. Conf. on Isochronous Cyclotrons. Opening Remarks. Galtinburg, Tennessee, USA, 1966. SECL-3190, Ontario, Chalk River, 1968.
10. Lewis W. Report AECL-2177. Ontario, Chalk River, 1966.
11. Давиденко В. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, с. 158.
12. Ставиский Ю. А. Импульсные источники нейтронов на основе протонных пучков мезонной фабрики. Препринт ФЭИ-389. Обнинск, 1973.
13. Желенов В. П., Халкин В. А. Препринт ОИЯИ 12-9283. Дубна, 1975.
14. Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Чигринов С. Е. «Атомная энергия», 1974, т. 37, с. 475.
15. Gibson W. W. e. a. Report ORNL-3940. Oak Ridge, 1966.
16. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
17. Барашенков В. С. и др. «УФН», 1973, т. 109, с. 91.
18. Barashenkov V. S. e. a. «Nucl. Phys.», 1973, v. 206, p. 131.
19. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. «Атомная энергия», 1973, т. 35, с. 163.
20. Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Чигринов С. Е. «Атомная энергия», 1974, т. 37, с. 480.
21. Bercovitch M. e. a. «Phys. Rev.», 1960, v. 119, p. 412.
22. Milton J. C. D., Franzer J. S. Report AECL-2259. Ontario, Chalk River, 1965.
23. Fullwood R. R. e. a. Report LA-4789-UC. Los Alamos, 1972.
24. Coleman W. A., Alsmiller R. G. «Nucl. Sci. and Engen.», 1968, v. 34, p. 104.
25. West D., Wood E. «Canad. J. Phys.», 49, 2061 (1971).
26. Fraser J. S. e. a. «Phys. Canada», 1965, v. 21, N 2, p. 17.
27. Fraser J. S., Hewitt J. S., Walker J. Gmelin Institute Report 66-224-4. Canada, Sherbrooke, Quebec, 1966.
28. Барашенков В. С. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 434.
29. Гудина К. К., Тонеев В. Д. В кн.: Образование и распад возбужденных ядер. Кияшнев, «Штиинца», 1976, с. 52.
30. Gudina K. K., Toneev V. D. Preprint JINR E4-9489. Dubna, 1976.
31. Crandall W. E., Millburn G. P. «J. Appl. Phys.», 1958, v. 29, p. 698.

32. **Bartholomew G. A.** Proc. of the Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, 1965. Amsterdam, North Holland Publishing Co., 1956, p. 458.
33. **Coleman W. A.** Report ORNL-TM-2206. Oak Ridge, 1968.
34. **Metz W. D.** «Science», 1976, v. 193, p. 307.
35. **Howard F.** Proc. of the VI Intern. Conf. on High Energy Accelerators. ORNL-AIC-1. Oak Ridge, 1967.
36. **Wilson R. R.** Report FN-298, 0102.000. Batavia, 1976.
37. **Tunnicliff P.** Reports AECL-2177. Chalk River, Ontario, 1965; AECL-2750. Ontario, Chalk River, 1967.
38. **Patent of USA**, 1960, N 2, 933, 442.
39. **Rosen L.** «CERN Courier», 1971, v. 11, p. 159; Русс. пер.: «УФН», 1972, т. 106, с. 664.
40. **Nucleonics Week.** Special Issue, 6 August, 1973, p. 3 (AEC Calculated Public. vs. Private Enrichment Costs).
41. «Chem. Economy Engng Rev.», 1976, v. 8, N 4, p. 50.
42. **Proc. of the Seminar on the Intense Neutron Sources.** New Mexico, Santa Fe, 1966.
43. **Rosen L.** IV UN Intern. Conf. on the Peaceful. Uses of Atomic Energy. Geneva, 1971. A/conf. 48/, p. 1052.
44. **Cierjacks S., Forti P., Kropp L.** In: [42], p. 539.
45. **Pering N. C., Lewis T. A.** Proc. of the Particle Accelerators Conf., 1969. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1969, v. 16, N 3, p. 316.
46. **Ананьев В. Д. и др.** Сообщение ОИЯИ 13-4392. Дубна, 1968.
47. **Harvey I. A.** Proc. Symposium on pulsed high intensity fission neutron sources. Washington, 1965, p. 124.
48. **Meadows J. W., Ringo G. R., Smith A. B.** «Nucl. Instrum. and Methods», 1964 v. 26, p. 349.
49. **Васильков Р. Г. и др.** «Атомная энергия», 1968, т. 25, с. 479.
50. **Alsmiller R. G., Gabriel TMA., Guthrie M. P.** «Nucl. Sci. and Engng», v. 40, p. 365.
51. **Groce D. W.** Gulf General Atomic Report GA-8087, 1967.
52. **Bergström J.** «Nucl. Inst. and Meth.», 1960, v. 43, p. 116.
53. **Dropesky B. J., O'Brien H. A.** Report LA-5120-PR. Los Alamos, 1972.
54. **O'Brien H. A.** Report LA-4587-MS. Los Alamos, 1972.
55. **O'Brien H. A., Schillaci M. E.** «Isotopes and Rad. Technol.», 1971, v. 9, p. 105.
56. **Беляев Б. И., Кулямин А. В., Мурин А. Н.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», т. 27, с. 923.
57. **Friedlander G. e. a.** In: Physics and Chemistry of Fission. V. 2. IAEF Publ., 1965, p. 265.