

7848

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Экз. чит. зала

P2 - 7848

C343a

B-245

В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов

2335/1-74

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ДЕЙТРОНОВ  
С ВЕЩЕСТВОМ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P2 - 7848

В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ДЕЙТРОНОВ  
С ВЕЩЕСТВОМ

Направлено в АЭ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## S u m m a r y

The Monte-Carlo model is worked out to describe the development of meson-nucleon shower in many-component fissionable matter induced by high-energy deuteron beam. Calculations are based on the cascade-evaporation model for inelastic particle-nucleus collisions including the evaporation-fission competition for excited nuclei. The calculation results agree well with the experimental data presently available.

As the primary deuteron energy grows from 0.3 to 2 GeV, the thermal energy release and neutron yield on the target increase in magnitude more than by one order. At the energies of  $T=0.3$  and 1.0 GeV the number of neutrons produced by deuteron beam in uranium target is 1.5 and 1.3 times, respectively, higher than in the case of the proton beam of the same energy and intensity. However, in both cases the neutron yield turns out to be practically equal to each other at  $T \geq 2$  GeV.

Passing from primary proton to deuteron the thermal energy release increases as well as neutron yield.

Эффективность электроядерного метода получения энергии и накопления ценных изотопов весьма критично зависит от среднего числа нейтронов, образующихся на один первичный протон в веществе мишени. Это число можно увеличить, если вместо протонов использовать пучок дейтронов, каждый из которых наряду с протоном, теряющим значительную часть своей энергии на ионизационные процессы, содержит также высокоэнергетический нейтрон.

Следует ожидать, что дейтронный пучок будет иметь наибольшие преимущества при некоторой "оптимальной энергии", поскольку при низких энергиях, где почти вся кинетическая энергия протонов затрачивается на ионизацию, мала эффективность самого электроядерного метода, а при высоких энергиях ионизационные потери дейтронного и протонного пучков практически одинаковы.

Сравнение мезон-нуклонных ливней, образующихся в делящейся среде под действием высокоэнергетических протонов и дейтронов, в настоящее время можно выполнить лишь теоретически, поскольку экспериментальная информация крайне незначительна. В работах<sup>/1,2/</sup> для расчета взаимодействия пучка протонов с веществом использовалась статистическая монте-карловская модель развития ливня. Аналогичную модель мы построили теперь и для случая дейтронного пучка. Рассмотрению этой модели и посвящена данная статья.

Для описания неупругих дейтрон-ядерных столкновений мы использовали каскадно-испарительную модель, подробно описанную в монографии<sup>/3/</sup>. Расчет взаимодействия дейтрона с ядром в этом случае сводится к рас-

чету совокупности двух каскадов, порожденных в ядре-мишени нуклонами налетающего дейтрона. В области энергий  $T < 1$  ГэВ эти каскады с хорошей точностью можно считать независимыми; однако, если  $T > 1$  ГэВ, то следует уже принимать во внимание изменение плотности числа нуклонов внутри ядра-мишени по мере развития в нем ливня каскадных частиц<sup>/4/</sup>.

Распределение нуклонов в ядре-мишени описывалось функцией Саксона-Вудса с параметрами, определенными в опытах по рассеянию электронов.

При расчете распада возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии взаимодействия, мы учли конкуренцию процессов испарения и деления. Эта часть расчетов выполнена методом, описанным в работе<sup>/5/</sup>. Для вычисления вероятности образования осколков с определенными значениями массового числа, заряда и энергии возбуждения мы применили статистическую теорию Фонга<sup>/3,6/</sup>, переход возбужденных осколков деления в основное состояние рассматривался на основе модели испарения. Такой подход позволил хорошо описать основные черты взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами<sup>/7/</sup> и, как видно из таблицы 1, дает хорошее согласие с известными экспериментальными данными также и для дейтрон-ядерных взаимодействий.

Поскольку экспериментальных данных о сечениях дейтрон-ядерных взаимодействий сейчас известно крайне мало<sup>/3/</sup>, сечение неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}$  мы рассчитали с помощью модели внутриядерных каскадов. Полученные таким образом значения для ядер свинца и урана приведены на рис. 1; там же нанесены известные экспериментальные точки. В общих чертах сечение дейтрон-ядерного взаимодействия повторяет энергетическую зависимость сечения неупругих нуклон-ядерных взаимодействий и при  $T \geq 1$  ГэВ становится практически постоянным.

Что касается сечения упругого взаимодействия дейтронов с ядрами, то приближенно считалось  $\sigma_{el} = \sigma_{in}$ , и его упругое рассеяние является чисто дифракционным /теневым/.

Для описания углового распределения упругого рас-

### ТАБЛИЦА I

Среднее число нейтронов, образующихся в неупругих взаимодействиях дейтронов с ядрами свинца и урана.

Ядро	T = 190 Мэв		T = 320 Мэв	
	теория	опыт	теория	опыт
Pb	$7,6 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,6$	-	-
U	$10,5 \pm 0,5$	$9,5 \pm 1,0$	$11,0 \pm 0,4$	$10,2 \pm 1,0$

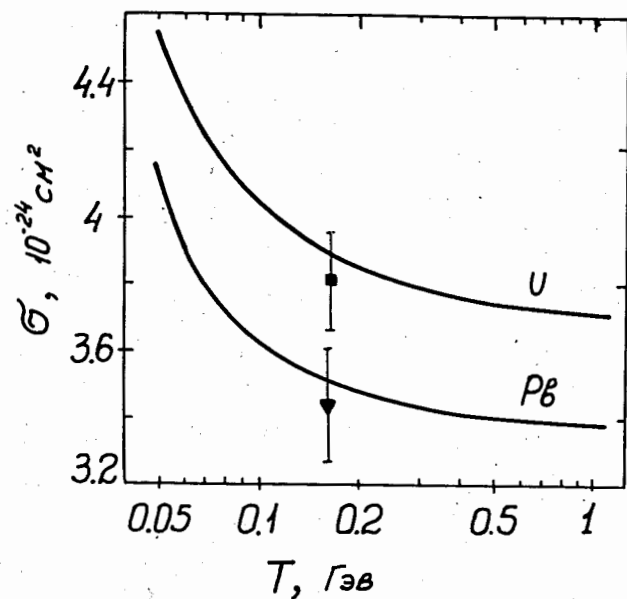


Рис. 1. Сечение неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами свинца и урана. Указаны экспериментальные точки из работы /9/.

сеяния дейтронов  $d\sigma/d\Omega$  мы использовали феноменологическое выражение из работы /10/.

Следует отметить, что для дальнейшего уточнения модели важно получить экспериментальную информацию о сечениях  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_{el}$ .

Потери энергии заряженными частицами на ионизацию рассчитывались по известной формуле Штернхаймера<sup>/11,12/</sup> Протоны, замедлявшиеся до энергий  $T_{гр} \leq 15$  МэВ и имевшие очень малый ионизационный пробег, считались "остановившимися" /выбывшими из мезон-нуклонного ливня/, и их кинетическая энергия включалась в тепло-выделение\*. Величина  $T_{гр}$  для других заряженных частиц полагалась равной  $T_{гр} m_i/m_p$ , что является следствием соотношения между ионизационными пробегами протона и частицы с массой  $m_i$ .

Предполагалось, что все  $\pi^+$ -мезоны с энергией  $T \leq T_{гр}$  претерпевают распад, а  $\pi^-$ -мезоны поглощаются ядрами, снятие возбуждения которых рассматривается по каскадно-испарительной модели. Все  $\pi^\pm$ -и  $\pi^0$ -мезоны с распадными пробегами, меньшими ядерного, также считались распавшимися.

Остальные детали модели те же, что и в работах /2,13/.

На рис. 2 сравниваются расчетное и экспериментальное числа нейтронов, вылетающих из толстой свинцовой мишени. Теория и опыт хорошо согласуются, однако для этого оказалось необходимым достаточно точно промоделировать условия эксперимента: учесть разброс энергии пучка дейтронов, пространственную размазку этого пучка и т.д. На рис. 2 показаны также расчетные данные для пучка протонов; выход нейтронов в этом случае несколько меньше, хотя различие невелико.

В табл. 2 при различных энергиях сравниваются наиболее важные средние характеристики взаимодействий

\* Выбор граничной энергии  $T_{гр} = 15$  МэВ является довольно условным и определяется лишь требованием малости ионизационного пробега; варьирование величины  $T_{гр}$  вблизи указанного значения слабо сказывается на результатах расчета.

ТАБЛИЦА II

Средние характеристики взаимодействия пучков дейтронов и протонов с блоком из естественной смеси урана (в расчете на один первичный дейтрон или протон).

$d$  - "дейтронные" характеристики,  
 $d/p$  - отношение "дейтронных" и "протонных" характеристик.

Характеристика	T = 0,3 ГэВ		T = 0,66 ГэВ		T = 1 ГэВ		T = 2 ГэВ	
	$d$	$d/p$	$d$	$d/p$	$d$	$d/p$	$d$	$d/p$
$N_{in} (>10,5)$	1,9	1,4	7,4	1,26	19,1	1,17	22,6	1,06
$N_f (>10,5)$	1,2	1,35	4,4	1,15	7,0	1,1	13,1	1,03
$N_{зах}^8$	17,6	1,43	71,1	1,23	119,1	1,18	213	1,05
$N_{зах}^5$	0,21	1,15	0,81	1,1	1,37	1,15	2,6	1,03
$N (>10,5)$	11,2	1,4	42,5	1,2	70	1,2	133	1,07
$N$	19	1,45	76	1,3	127	1,26	227	1,05
$\sqrt{^3}$ ( $\leq 10,5$ )	3,3	1,5	11,9	1,23	21,2	1,2	38,3	1,05
$\sqrt{^5}$ ( $\leq 10,5$ )	0,95	1,44	3,9	1,3	7,2	1,2	11,7	1,06
$\nu$	5,45	1,2	20,2	1,2	35,4	1,25	63,1	1,05
Q , ГэВ	1,3	1,3	4,7	1,2	7,5	1,2	13,9	0,9

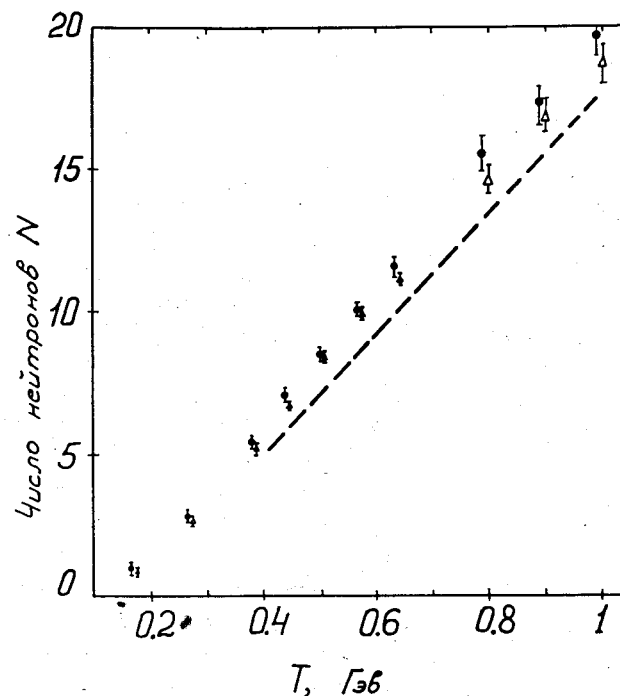


Рис. 2. Среднее число нейтронов, вылетающих из цилиндрической мишени диаметром 10 и длиной 60 см/в расчете на один первичный дейтрон/. Кружки - результат расчетов, треугольники - экспериментальные данные из работы [14]. Пунктиром показано число нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени, если вместо дейтронов использовать пучок протонов той же энергии T.

дейтронного и протонного пучков с очень большим/практически бесконечным/ блоком естественного урана\*. В таблице приведены:  $N_{in}$  - полное число неупругих взаимодействий,  $N_f$  - число делений ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ,  $N^8$  и  $N^5$  - число радиационных захватов ядрами  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ,  $N$  - полный выход нейтронов,  $\nu^8$  и  $\nu^5$  - число актов деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ,  $\nu$  - полное число делений,  $Q$  - тепловыделение в блоке. Отдельно указаны данные для "быстрых частиц" - нейтронов испарения с энергиями  $T < 10,5 \text{ МэВ}$ .

Замена пучка протонов дейтронами приводит к значительному увеличению числа быстрых частиц и, соответственно, к увеличению всех других характеристик. Однако с ростом энергии преимущество дейтронного пучка постепенно утрачивается. Для повышения эффективности электроядерного метода наиболее перспективной представляется область  $T = 0,7 - 1 \text{ ГэВ}$ .

Величина тепловыделения в блоке урана при переходе к дейтронному пучку также заметно увеличивается, хотя и не в такой степени, как выход нейтронов  $N$ . Возрастание  $Q$  обусловлено увеличением числа делений /60-70% тепла выделяется в актах деления при  $T \leq 10,5 \text{ МэВ}$ /. Для более легких мишеней, где основной вклад в тепловыделение происходит от ионизационных процессов, величина  $Q$  для дейтронного и протонного пучков различается значительно меньше; например, для свинцовой мишени величина  $Q$  оказывается практически независимой от типа первичных частиц. Это хорошо видно из рис. 3, где для двух мишеней приведены результаты наших расчетов и хорошо согласующиеся с ними теоретические данные Колемана<sup>/15/</sup>. В отличие от табл. 2,  $Q$  для протонов при  $T = 2 \text{ ГэВ}$  несколько меньше, чем для дейтронов, что обусловлено вылетом нейтронов из блока, размеры которого в данном случае сравнительно невелики.

Уменьшение отношения  $N/Q$  является важным преимуществом дейтронного пучка.

\* Диаметр цилиндрического блока 120 см, его длина 90 см. Пучок первичных частиц попадает в узкую осевую щель длиной 26 см.

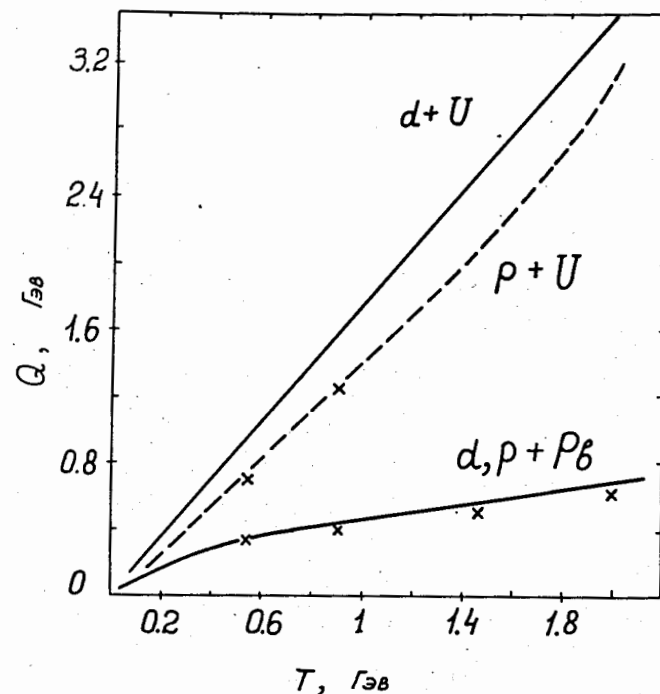


Рис. 3. Величина тепловыделения /в расчете на одну первичную частицу/. Сплошные и пунктирные кривые - наш расчет для урановой и свинцовой мишеней диаметром 10 и длиной 60 см. /В последнем случае данные для протонов и дейтронов укладываются на одну кривую/. Крестиками нанесены теоретические данные Колемана<sup>/15/</sup> для пучка протонов.

На рис. 4 сравниваются распределения плотности нейтронов, образующихся в свинцовой и урановой мишенях под действием пучков дейтронов и протонов различных энергий. В случае дейтронного пучка нейтроны распределены с более узким максимумом и их число медленнее уменьшается с ростом расстояния  $z$ , что обусловлено меньшим ядерным пробегом дейтронов и довольно значительным вкладом в неупругие столкновения при больших  $z$  нейтронов, образовавшихся в реакциях стриппинга.

Аналогичный вид имеет распределение тепловыделения в мишени.

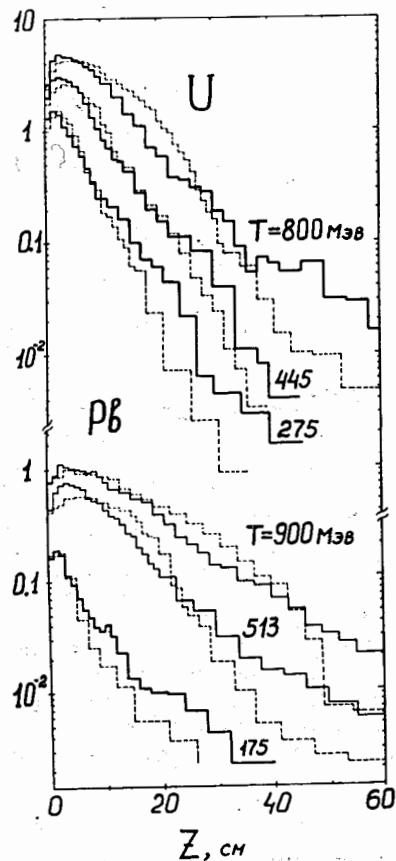


Рис. 4. Распределение плотности нейтронов  $W(z) = -2\pi \int W(z, r) r dr$  вдоль оси урановой и свинцовой цилиндрических мишеней с диаметром 10 и длиной 60 см, облучаемых протонами /пунктир/ и дейтронами /сплошные гистограммы/. Указаны энергии первичных частиц /в МэВ ах/. Значения  $W(z)$  даны в расчете на одну первичную частицу.

#### Литература

1. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. АЭ, 35, 163 /1973/.
2. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев, С.Е. Чигринов. Сообщение ОИЯИ, P2-7694, Дубна, 1974.
3. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
4. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. УФН, 109, 91 /1973/.
5. V.S. Barashenkov, F.G. Geregi, A.S. Iljinov, V.D. Toneev. Nucl. Phys., A206, 731 (1973).
6. P. Fong. Phys. Rev., 89, 332 (1953); 102, 434 (1956).
7. V.S. Barashenkov, F.G. Geregi, A.S. Iljinov, V.D. Toneev. Preprint JINR, E2-7278, Dubna, 1973.
8. W.E. Crandall, G.P. Millburn. J. Appl. Phys., 29, 698 (1958).
9. G.P. Millburn, W. Birnbaum, W.E. Crandall, L. Schecter. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
10. J.A. Geibel, J. Ranft. Nucl. Instr. Meth., 32, 65 (1965).
11. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 118, 1045 (1960).
12. С.В. Стародубцев, А.М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН Уз.ССР, 1962.
13. В.С. Барашенков, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. АЭ, 32, 123 /1972/.
14. D. West, E. Wood. Canad. J. of Phys., 49, 261 (1971).
15. W.A. Coleman. Report ORNL-TM-2206 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 апреля 1974 года.