

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-124

В.С.Барашенков, Л.Г.Левчук, **Ж.Ж.Мусульманбеков**,  
А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

РОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1985

Экспериментальными и теоретическими исследованиями многих авторов /см. обзоры <sup>1,2/</sup>, где приведена подробная библиография/ было показано, что мишени из делящегося вещества, урана или тория, облучаемые пучком высокоэнергетических частиц, могут служить источником нейтронов, по многим параметрам сравнимым, а по некоторым даже превосходящим мощные импульсные реакторы.

Хотя в расчете на один нуклон налетающего ядра среднее число частиц, рождающихся при неупругом столкновении двух ядер, меньше, чем в протон-ядерном столкновении, некоторые авторы высказывали предположение о том, что выход нейтронов в мишенях, облучаемых пучками ионов, будет все же больше, чем под действием протонов, поскольку нейтроны налетающего ядра могут существенно снизить потери энергии на ионизацию среды. Расчеты <sup>3,4/</sup> показали, что в области  $T \sim 1$  ГэВ/нуклон\* замена пучка протонов дейтронами действительно увеличивает поток нейтронов в мишени на 10-15%. Оценки для ядер трития дали еще более обнадеживающие результаты <sup>1/</sup>.

Нами разработана монте-карловская модель межъядерных каскадов в делящемся веществе под действием  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ионов. Расчет неупругих столкновений ядер выполняется на основе механизма внутриядерных каскадов с учетом конкурирующих между собой процессов испарения и деления возбужденных остаточных /послекаскадных/ ядер. В области  $T \leq 1$  ГэВ/нуклон и для не слишком тяжелых налетающих ионов такой подход хорошо согласуется с опытом, особенно когда речь идет о средних характеристиках взаимодействия <sup>5-7/</sup>.

Из табл.1 видно, что средняя множественность вторичных частиц  $\langle n \rangle$  довольно быстро возрастает при увеличении массового числа налетающего иона  $A$ , в то время как число вторичных частиц, приходящихся на один нуклон иона,  $\langle n \rangle / A$ , уменьшается приблизительно вдвое при переходе от протона к  $\alpha$ -частице, и еще в два раза - при переходе от  $\alpha$  к иону  $^{12}\text{C}$  /см. рис.1/. При замене пучка протонов ионами  $^{12}\text{C}$  число рождающихся заряженных частиц возрастает в семь раз, в то время как число нейтронов увеличивается всего лишь примерно вдвое. Это объясняется тем, что в случае тяжелых ионов рост множественности вторичных частиц происходит, в основном, за счет каскадных частиц; число частиц, образующихся при распаде и делении остаточного ядра /а это преимущественно нейтроны/ зависит от массового числа иона значительно слабее.

\* Здесь и везде ниже  $T$  - кинетическая энергия первичной налетающей частицы,  $T$  - кинетическая энергия каскадной частицы.

Таблица 1  
Характеристики неупругого взаимодействия протона и легких ядер с ядром  $^{238}\text{U}$  при энергии  $T = 1$  ГэВ/нуклон

Налетающее ядро	p	d	$\alpha$	$^{12}\text{C}$
Средняя множественность всех вторичных частиц	$26 \pm 1$	$37 \pm 2$	$53 \pm 3$	$85 \pm 2$
Средняя множественность нейтронов	$21 \pm 1$	$27 \pm 3$	$35 \pm 2$	$49 \pm 1$
Среднее число частиц, рождающихся на каскадной стадии взаимодействия	$5,8 \pm 0,2$	$11 \pm 0,5$	$19 \pm 1$	$39 \pm 1$
Среднее число частиц, рождающихся при распаде остаточного ядра (включая деление)	$20,4 \pm 0,6$	$26 \pm 1$	$34 \pm 1$	$46 \pm 1$
Делимость ядра $^{238}\text{U}$ $\sigma_f / \sigma_{in}$ (%)	$68 \pm 3$	$57 \pm 3$	$50 \pm 3$	$48 \pm 2$
Вероятность взаимодействия с испусканием $n_p \geq 40$ тяжелых заряженных частиц (%)	0	$\sim 0$	$4,7 \pm 1,6$	$40 \pm 2$
Вероятность взаимодействия с вылетом фрагмента налетающего ядра с массой $A > 4$ (%)	-	-	$\sim 0$	$9,2 \pm 1,4$

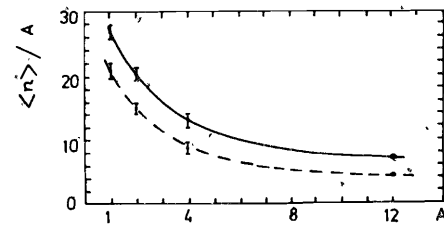
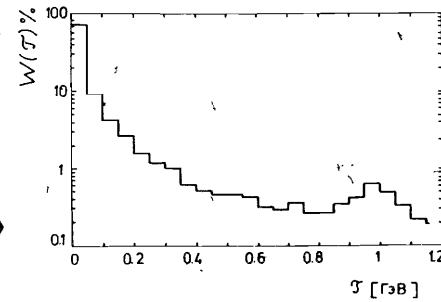


Рис.1. Средняя множественность вторичных частиц /сплошная кривая/ и нейтронов /пунктир/, рождающихся при неупругом столкновении с ядром  $^{238}\text{U}$ -иона с массовым числом  $A$  и энергией  $T = 1$  ГэВ/нуклон. Указаны статистические погрешности расчета.

Рис.2. Энергетический спектр нейтронов, рождающихся в неупругих столкновениях  $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$  при  $T = 1$  ГэВ/нуклон.



Подобно тому, как это происходит в протон-ядерных взаимодействиях, большая часть нейтронов рождается, имея энергию  $T < 10$  МэВ. Однако относительная доля высокоэнергетических, каскадных нейтронов в столкновении  $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$  несколько больше, чем в столкновении  $p + ^{238}\text{U}$ , особенно нейтронов с энергиями  $T \sim T_c$  /см. рис.2, где отчетливо виден горб при  $T \sim T_c$ , что обусловлено фрагментацией налетающего иона/\*.

С ростом массового числа бомбардирующей частицы делимость ядер мишени  $\sigma_f / \sigma_{in}$  медленно уменьшается. Вместе с тем существенно возрастает вероятность глубокого расщепления ядра-мишени, когда испускается много десятков протонов и более тяжелых фрагментов.

Что касается упругого рассеяния ионов, то для розыгрыша угла рассеяния мы использовали феноменологическое выражение  $d\sigma_{el}(\theta)/d\Omega$ , полученное в дифракционном приближении. Интегральные сечения упругих и неупругих ядерных взаимодействий  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{in}$  вычислены в приближении внутриядерных каскадов и с помощью оптической модели, параметры которой подобраны из сравнения с известными экспериментальными данными /см. рис.3/. Следует заметить, что сечения взаимодействия ядер важны лишь в области  $T > 0,1$  ГэВ, при меньших энергиях ядерных взаимодействий практически не происходит.

При вычислениях прослеживаются все межъядерные каскады, инициированные  $\pi$ -мезонами и нуклонами /при этом учитывается ве-

\* Область энергий  $T > T_c$  на рис.2 объясняется влиянием фермиевского движения внутриядерных нуклонов.

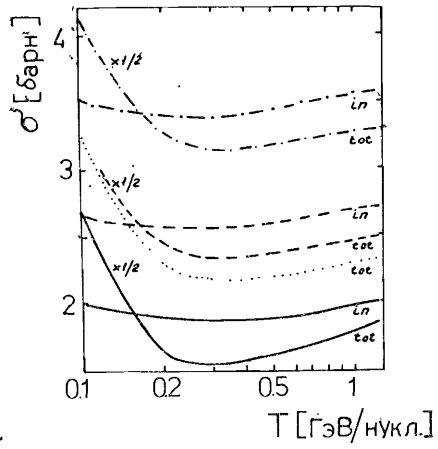


Рис.3. Сечение неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}$  и полное сечение  $\sigma_t = \sigma_{in} + \sigma_{el}$  /с фактором 1/2/ для взаимодействий протонов,  $\alpha$ -частиц и ионов  $^{12}\text{C}$  с ядром  $^{238}\text{U}$  /соответственно сплошная, пунктирная и штрих-пунктирная кривые/. Точками нанесено сечение  $\sigma_t$  для дейтрона, сечение его неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}(d + ^{238}\text{U}) \cong \frac{1}{2} \sigma_{in}(\alpha + ^{238}\text{U})$ .

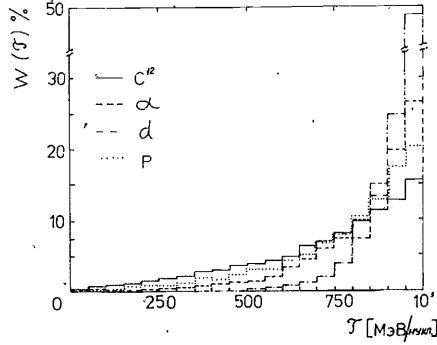


Рис.4. Энергия, при которой происходит первое ядерное столкновение налетающего ядра в урановой мишени. По оси ординат отложена вероятность столкновения %/.

роятность быстрых распадов  $\pi \rightarrow 2\gamma$  /, а также каскады, порождаемые в веществе мишени более тяжелыми фрагментами, родившимися в предыдущих ядерных столкновениях /см.табл.1, где указан процент таких фрагментов/.

В остальных деталях вычисления мало отличаются от случая протонного или дейтронного пучков.

В табл.2 расчетные данные для  $\alpha$ -частиц и ионов  $^{12}\text{C}$ , взаимодействующих с урановой мишенью, сопоставляются с соответствующими данными для пучков протонов и дейтронов при одной и той же энергии  $T = 1$  ГэВ/нуклон\*. Для удобства сравнения приведены данные, поделенные на число нуклонов в налетающем ядре.

Как видно, выход нейтронов, несколько возрастая при использовании пучка дейтронов для  $\alpha$ -частиц, остается практически таким же, как для протонов, а при переходе к пучку ионов  $^{12}\text{C}$  снижается почти на четверть. Соответственно уменьшается и число

\*Рассматривалась та же мишень, что и в работах /3,4/: длина мишени - 90 см, диаметр - 120 см, пучок частиц попадает в осевую щель глубиной 26 см. Мишень состоит из металлического природного урана.

Таблица 2

Характеристики взаимодействия протонов и легких ядер с мишенью из естественного урана в расчете на один нуклон налетающего ядра при  $T = 1$  ГэВ/нуклон. Указаны статистические погрешности расчета

Налетающее ядро:	$^{12}\text{C}$				
	p	d	$\alpha$	$^{12}\text{C}$	
Число неупругих взаимодействий в мишени при $T < 10,5$ МэВ	340 ± 17	355 ± 18	317 ± 16	240 ± 30	
Число захватов в $^{238}\text{U}$	82 ± 4	94 ± 5	82 ± 4	61 ± 6	
Число захватов в $^{235}\text{U}$	0,90 ± 0,05	1,30 ± 0,07	1,20 ± 0,06	0,9 ± 0,2	
Утечка нейтронов из мишени	6,1 ± 0,3	8,0 ± 0,4	5,7 ± 0,3	4,7 ± 1,3	
Полный выход нейтронов	89 ± 4	103 ± 5	89 ± 4	67 ± 8	
Число делений ядер $^{238}\text{U}$	14,5 ± 0,7	16,5 ± 0,8	14,6 ± 0,7	10 ± 1	
В том числе при $T > 10,5$ МэВ	5,4 ± 0,3	5,8 ± 0,3	5,2 ± 0,2	4,1 ± 0,5	
Число делений ядер $^{235}\text{U}$	4,2 ± 0,2	5,7 ± 0,3	5,0 ± 0,2	3,9 ± 0,6	
Тепловыделение (ГэВ)	4,60 ± 0,23	5,10 ± 0,25	4,80 ± 0,24	3,8 ± 0,5	
В том числе ионизация	0,60 ± 0,03	0,47 ± 0,03	0,59 ± 0,03	0,8 ± 0,1	
Деление при $T > 10,5$ МэВ	0,90 ± 0,05	1,00 ± 0,05	0,90 ± 0,05	0,7 ± 0,1	
Деление при $T < 10,5$ МэВ	3,10 ± 0,15	3,60 ± 0,16	3,30 ± 0,16	2,3 ± 0,3	

ядерных взаимодействий каскадных частиц внутри мишени, главным образом в низкоэнергетической области  $T \leq 10$  МэВ. Такое поведение характеристик отражает конкуренцию между снижением удельного выхода частиц  $\langle n \rangle / A$  в первом ядерном столкновении, увеличением потерь энергии первичной частицы на ионизацию среды ( $\sim z^2/A$ , где  $z$  - заряд частицы,  $A$  - ее масса) с одной стороны, и уменьшением длины пробега частицы до неупругого взаимодействия ( $\sim 1/\sigma_{in}$ ), с другой. Дейтрон, для которого отношение  $z^2/A$  меньше, чем для протона, находится в особом положении. Средняя энергия, при которой первичный протон испытывает неупругое ядерное взаимодействие в среде, равна  $760 \pm 30$  МэВ; нуклоны, входящие в состав бомбардирующей мишень ионов  $^2D$ ,  $^4He$  и  $^{12}C$ , неупругое ядерное взаимодействие испытывают, соответственно, при энергиях  $920 \pm 10$ ,  $830 \pm 30$  и  $630 \pm 40$  МэВ /см. рис.4, указаны статистические погрешности расчета\*.

Таким образом, "энергетическая стоимость" нейтрона, рожденного тяжелым ионом, заметно выше, чем в случае использования пучка протонов или дейтронов. Вместе с тем при одинаковой интенсивности источника ускоряемых частиц ионы способны генерировать более мощные пучки нейтронов. Для решения некоторых задач, например, в материаловедении, этот фактор может быть важнее "энергетической стоимости".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
2. Васильков Р.Г. и др. УФН, 1983, т.139, с.435.
3. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, 2-84-391, Дубна, 1984.
4. Барашенков В.С. и др. АЭ, 1974, т.37, с.480.
5. Barashenkov V.S. et al. Zs.f.Phys., 1980, Bd.A296, s.371.
6. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-83-117, Дубна, 1983.
7. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.1133.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1985 года.

\*Для оценок энергии первого ядерного столкновения можно использовать соотношение

$$T_{1A} = T - \Delta T_A = T - \kappa z^2/A = T - (T - T_{1p})(z^2/A) [\sigma_{in}^p(T) / \sigma_{in}^A(T)],$$

где  $\sigma_{in}^A$  - сечение неупругого взаимодействия иона с массой  $A$ ,  
 $\sigma_{in}^p$  - соответствующее сечение протон-ядерного взаимодействия;  
 $T_{1p}$  - энергия первого ядерного взаимодействия протона.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпачков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.