

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ С ФОТОЭМУЛЬСИЕЙ

Interaction of Relativistic Deuterium and Tritium Nuclei with Photoemulsion Ones

В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонсеев

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций,
Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 16 февраля 1972 г.)

В рамках модели внутриядерных каскадов с учетом изменения свойств ядра-мишени в течение процесса взаимодействия рассчитаны неупругие столкновения дейтронов и ядер трития с ядрами фотоэмульсии в интервале энергий вплоть до 30 Гэв/нуклон. В энергетической зависимости множественности медленных вторичных частиц при энергиях порядка нескольких Гэв предсказывается максимум, обусловленный уменьшением плотности внутриядерного вещества в результате выбивания нуклонов лавиной каскадных частиц. Обсуждается надежность отбора взаимодействий с водородом фотоэмульсии с помощью критерия $n_h \leq 1$.

Inelastic collisions of the deuterons and tritium nuclei with photoemulsion in the energy range up to 30 GeV/nucleon were calculated within the framework of the intranuclear cascade model taking account of the changes in the nucleus-target properties in the process of interaction. In the energy dependence of the slow secondary particle multiplicity at the energy of the order of several GeV a maximum is predicted which is due to the decrease of the intranuclear matter density resulting from the knocking out of nucleons by the cascade particles. Reliability of the selection of interactions with photoemulsion hydrogen with the aid of the $n_h \leq 1$ criterion is discussed.

В работах [1—3] было показано, что при энергиях $T \lesssim 1$ Гэв/нуклон неупругие взаимодействия быстрых дейтронов с ядрами хорошо описываются механизмом внутриядерных каскадов¹; расхождения с опытом отмечаются лишь в некоторых деталях. Создание в Дубне пучков релятивистских дейтронов позволяет изучить

* Адрес: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P. O. Box 79, Moscow, USSR.

¹ Здесь и везде далее T — кинетическая энергия налетающего ядра в лабораторной системе координат (в расчете на один нуклон).

дейтрон-ядерные взаимодействия и при больших энергиях, вплоть до $T \simeq 5$ Гэв/нуклон [4, 5], где уже должно существенно сказаться изменение свойств ядра-мишени по мере развития каскадной лавины, которая при этих энергиях становится весьма разветвленной.

В данной работе мы продолжим исследования неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий, распространив его на область энергий $T \simeq 1 \div 30$ Гэв/нуклон. Для того, чтобы получить более четкое представление о том, как свойства неупругих взаимодействий изменяются при переходе к более тяжелым релятивистским ядрам, мы приведем также данные для протон-ядерных взаимодействий и для взаимодействий тритий + ядро. Все расчеты выполнены для фотоэмульсии (без учета взаимодействий с водородом), т.к. фотоэмульсионные измерения являются наиболее простыми и в этом случае имеется наибольшее количество экспериментальных данных (см. [1—3]; первые опыты с релятивистскими дейтронами в Дубне также выполнены методом фотоэмульсий).

Подобно тому, как это было сделано в наших работах [1—3] неупругое взаимодействие двух ядер мы будем сводить к совокупности каскадов, порождаемых нуклонами налетающего ядра внутри ядра-мишени. Однако в отличие от области энергий $T \lesssim 1$ Гэв/нуклон, где в хорошем приближении эти каскады можно было считать независимыми, мы учтем теперь эффект уменьшения плотности числа нуклонов ядра-мишени, выбиваемых интенсивно развивающейся лавиной быстрых каскадных частиц. Каскады, порожденные различными нуклонами налетающего ядра, оказываются при этом эффективно связанными между собой. Как показали расчеты [6, 7], при энергиях, больших нескольких Гэв, учет изменения плотности нуклонов в ядре-мишени по мере развития внутриядерного каскада является совершенно необходимым уже в более простых случаях пион- и нуклон-ядерных взаимодействий.

Возможность дальнейшего расширения энергетической области связана, по видимому, с необходимостью учета „многочастичных эффектов“ [6, 8].

Мы будем предполагать, что в системе координат, связанной с налетающим ядром, относительные импульсы нуклонов этого ядра определяются выражениями

$$W_d(p) \sim \frac{p^2}{(p^2 + m_N \varepsilon)^2}, \quad (1)$$

$$W_t(p) \sim p^2 \exp(-p^2/0,014), \quad (2)$$

где $\varepsilon = 0,00223$ Гэв, p выражается в Гэв/с.

Распределения (1) и (2) представляют собой квадрат фурье-компоненты соответствующих волновых функций. Для простоты мы будем считать, что дейтрон представляет собой „гантель“ с плечом $l = 2R_d$ ($R_d = 2,16 \times 10^{-13}$ см), а нуклоны в ядре трития располагаются в вершинах треугольника. Координаты вершин находились из пространственного распределения нуклонов в ядре трития, определяемого его волновой функцией [9]. Как уже отмечалось в работе [1], детали про-

странственных распределений слабо сказываются на результатах расчета. При выборе ориентации гантели и треугольника предполагаются равновероятными все направления в телесном угле, равном 4π .

Задание „формы“ налетающего ядра позволяет автоматически получить величину сечения для реакций типа стриппинга.

Поскольку имеющаяся в настоящее время экспериментальная информация невелика, расчет выполнен с теми же значениями параметров, что и в работе [7]. Варьирование этих параметров изменяет результаты в пределах 20—30%.

Все расчеты выполнены методом Монте-Карло на вычислительной машине БЭСМ-6; детали расчетов можно найти в работах [1, 7, 10].

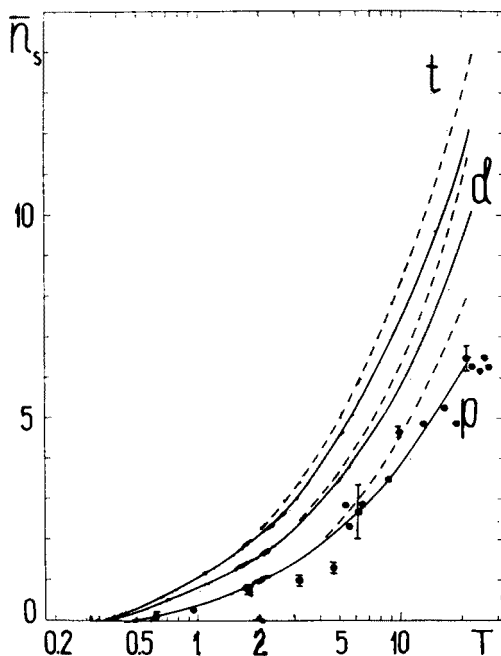


Рис. 1. Средняя множественность тонких следов, образующихся при облучении фотоэмульсии (ядро-мишень ^{70}Ga) протонами, дейтронами и ядрами трития с энергией T Гэв/нуклон. Сплошные кривые относятся ко всем неупругим взаимодействиям, пунктирные кривые — к событиям с $n_h > 1$. Статистическая ошибка расчета составляет $\approx 5\%$. Точки — экспериментальные данные для взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии

На рис. 1—3 показана энергетическая зависимость средней множественности тонких, серых и суммарного числа серых и черных следов $\bar{n}_s$, $\bar{n}_g$ и $\bar{n}_h = \bar{n}_g + \bar{n}_b$. Как для дейтронов, так и для ядер трития характер зависимости $\bar{n}(T)$ весьма близок к тому, что мы имеем для протон-ядерных взаимодействий². В случае дейтрон-ядерных столкновений близкими оказываются и абсолютные значения множе-

² Разделение заряженных вторичных частиц на s -, g - и b -частицы выполнялось в соответствии с обычными энергетическими критериями (см., например, работу [11]).

ственности медленных частиц: величина $\bar{n}_g(T)$ независимо от энергии T всего лишь приблизительно на 0,5, а величина $\bar{n}_h(T)$ приблизительно на единицу превышают соответствующие значения для протон-ядерного взаимодействия.

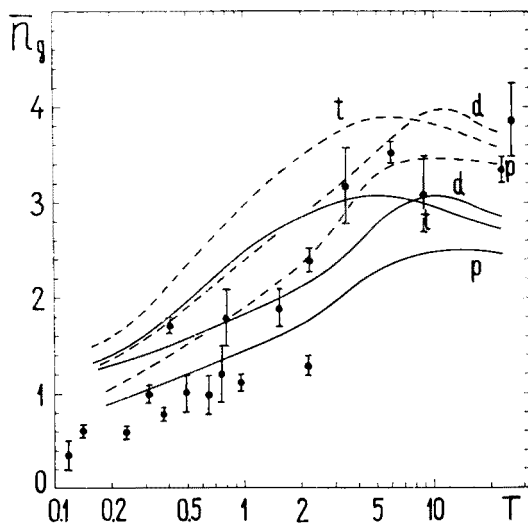


Рис. 2. Средняя множественность серых следов. Все обозначения, как на рис. 1

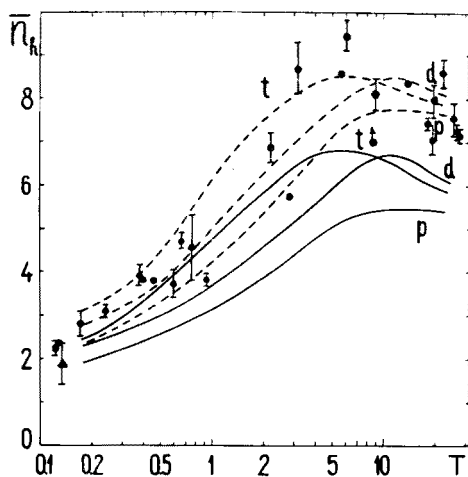


Рис. 3. Суммарная множественность серых и черных следов. Все обозначения, как на рис. 1; треугольник — экспериментальное значение для дейтрон-ядерного столкновения

Из рисунков видно, что при переходе к более тяжелым налетающим ядрам эффекты „насыщения“ множественности медленных частиц $\bar{n}_g$ и $\bar{n}_h$, обусловленные уменьшением плотности числа внутриядерных нуклонов в ядре-мишени,

начинают появляться при меньших энергиях T . При $T = 1$ Гэв учет уменьшения плотности внутриядерных нуклонов уменьшает значение $\bar{n}_h$ на три единицы в случае дейтрон-ядерных столкновений и почти на четыре единицы в случае взаимодействий с ядром трития. При больших энергиях различие становится еще более заметным.

В случае пион- и нуклон-ядерных взаимодействий к уменьшению плотности внутриядерных нуклонов очень чувствительной оказывается корреляция множественности s - и g - частиц [6, 7]. То же самое имеет место и в случае взаимодействий с высокоэнергетическими ядрами дейтерия и трития (см. рис. 4).

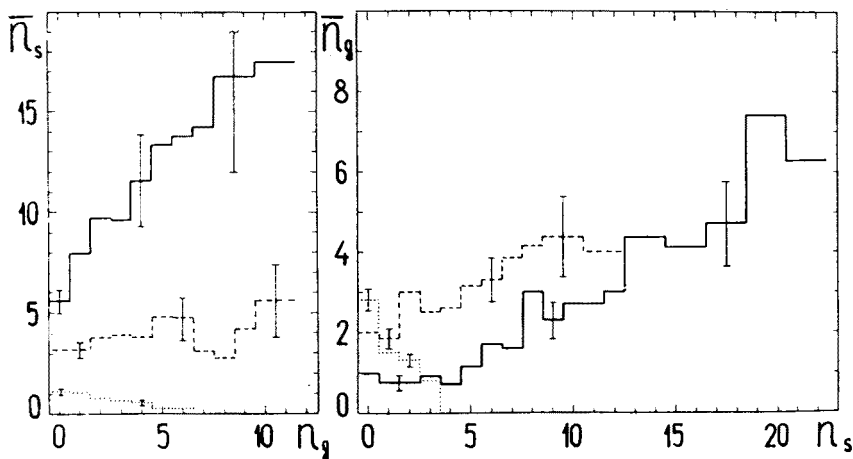


Рис. 4. Корреляция числа следов различных типов в звездах, образующихся при облучении фотоэмульсии дейтронами с энергией T (без взаимодействий с водородом фотоэмульсии). Левый рис. — зависимость средней множественности тонких следов от числа серых следов в звезде $\bar{n}_s = f(n_g)$. Правый рис. — зависимость средней множественности серых следов от числа тонких следов в звезде $\bar{n}_g = f(n_s)$. Сплошные, пунктирные и точечные гистограммы относятся соответственно к значениям $T = 20,5$ и 1 Гэв/нуклон

Еще одной характеристикой взаимодействия, которая может быть просто измерена на опыте, является величина угла, в который вылетает половина вторичных частиц определенного сорта. Расчетные значения углов $\theta_{1/2}$ приведены на рис. 5.

На практике для отделения взаимодействий с водородом фотоэмульсии часто используется условие $n_h \leq 1$. Однако при этом теряется и некоторая часть ядерных взаимодействий. Из данных, приведенных на рис. 1—3 видно, что значения $\bar{n}_g$ и $\bar{n}_h$ при этом могут изменяться на 20—25%. Несколько слабее условие $n_h \leq 1$ влияет на множественность ливневых частиц $\bar{n}_s$.

При сравнении фотоэмульсионных данных с теорией необходимо точно учитывать критерии отбора тех или иных групп событий, что особенно существенно для взаимодействий с высокоэнергетическими ядрами, где разделение столкновений с группами легких и тяжелых ядер фотоэмульсии представляет значительно большие трудности, чем, например, в случае взаимодействия с протонами.

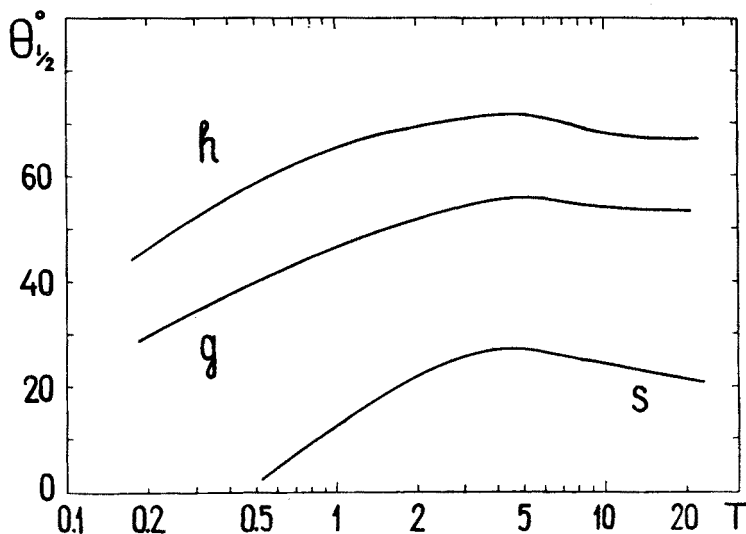


Рис. 5. Энергетическая зависимость половинного угла вылета вторичных s -, g - и h -частиц в фотозмulsionных звездах, образованных дейтронами с энергией T ГэВ/нуклон. Статистическая ошибка расчета $\approx 5\%$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Ядерная физика*, **9**, 528 (1969).
- [2] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Ядерная физика*, **10**, 760 (1969).
- [3] К. К. Гудима, А. Д. Кириллов, В. Д. Тонеев, Ю. П. Яковлев, *Сообщения ОИЯИ*, P2-5261, Дубна 1970.
- [4] Ю. Д. Безногих, Л. Г. Зиновьев, Г. С. Казанский, А. Н. Михайлов, В. И. Мороз, Н. Н. Павлов, *ПТЭ*, **4**, 202 (1969).
- [5] Г. С. Казанский, А. Н. Михайлов, Г. П. Пучков, *Сообщения ОИЯИ*, P9-5311, Дубна 1970.
- [6] V. S. Barashenkov, A. C. Ilinov, V. D. Toneev, *Communications JINR*, E2-5282, Dubna 1970.
- [7] В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, *Сообщения ОИЯИ*, P2-5280, Дубна 1970; *Ядерная физика*, **11**, 1 (1972).
- [8] I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, S. M. Eliseev, *Nuclear Phys.*, **B6**, 11, 628 (1968).
- [9] L. I. Schiff, *Phys. Rev.*, **133**, B802 (1964).
- [10] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Сообщения ОИЯИ*, P2-4065, P2-4066, Дубна 1968.
- [11] V. S. Barashenkov et al., *Nuclear Phys.*, **14**, 522 (1959/60); **24**, 642 (1961).