

С 34.2

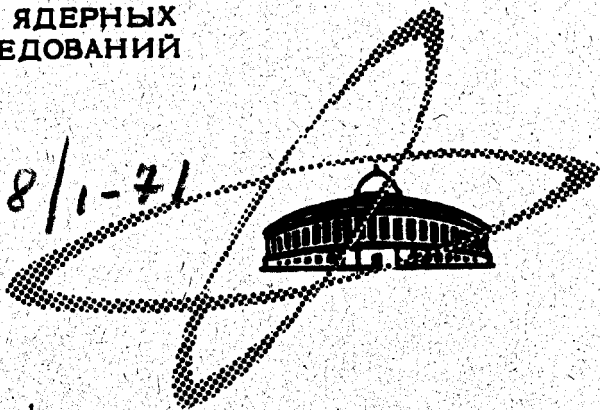
Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ-5548

928/1-71



В.С. Варашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ  
И ТРИТИЯ  
С ФОТОЗМУЛЬСИЕЙ

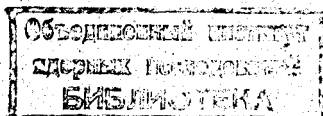
1970

**P3-5548**

**В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ  
И ТРИТИЯ  
С ФОТОЗМУЛЬСЕЙ**

Направлено в ЯФ



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

P3-5548

Взаимодействия релятивистских ядер дейтерия и трития  
с фотоэмульсией

В рамках модели внутриядерных каскадов с учётом 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  $n_h \leq 1$ .

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1970

Barashenkov V.S., Iljinov A.S., Toneev V.D.

P3-5548

Interaction of Relativistic Deuterium and Tritium Nuclei  
with the Photoemulsion Ones

Inelastic collisions of the deuterons and tritium nuclei with the photoemulsion ones 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 the 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.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1970

В работах /1-3/ было показано, что при энергиях  $T \leq 1$  Гэв/нуклон неупругие взаимодействия быстрых дейтронов с ядрами хорошо описываются механизмом внутриядерных каскадов<sup>x/</sup>; расхождения с опытом отмечаются лишь в некоторых деталях. Создание в Дубне пучков релятивистских дейтронов позволяет изучить дейтрон-ядерные взаимодействия и при больших энергиях, вплоть до  $T \approx 5$  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 исследование неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий, распространив его на область энергий  $T \approx 1-30$  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 расчёты выполнены для фотоэмульсии (без учёта 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).

---

<sup>x/</sup>Здесь и везде далее  $T$  - кинетическая энергия налетающего ядра в лабораторной системе координат (в расчёте на один нуклон).

Подобно тому, как это было сделано в наших работах <sup>/1-3/</sup>, 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 расчёты <sup>/6,7/</sup>, 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 учёта "многочастичных эффектов" <sup>/6,8/</sup>.

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

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

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

где  $\epsilon = 0,00223$  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 - это "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 находим из пространственного распределения нуклонов в ядре трития, которое определяется его волновой функцией<sup>/9/</sup>. Как уже отмечалось в работе<sup>/1/</sup>, детали пространственных распределений слабо сказываются на результатах расчёта. При выборе ориентации гантели и треугольника предполагаются равновероятными все направления в телесном угле, равно  $4\pi$ .

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

Поскольку имеющаяся в настоящее время экспериментальная информация невелика, расчёт выполнен с теми же значениями параметров, что и в работе<sup>/7/</sup>. Варьирование этих параметров изменяет результаты в пределах 20-30%. Все расчёты выполнены методом Монте-Карло на вычислительной машине БЭСМ-6; детали расчётов можно найти в работах<sup>/1,7,10/</sup>.

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  $\bar{n}_h = \bar{n}_g + n_b$ . Как для дейтронов, так и для ядер трития характер зависимости  $\bar{n}(T)$  весьма близок к тому, что мы имеем для протон-ядерных взаимодействий<sup>x/</sup>. В случае дейтрон-ядерных столкновений близкими оказываются и абсолютные значения множественности 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.

---

<sup>x/</sup> Разделение заряженных вторичных частиц на s-, g- и b-частицы выполнялось в соответствии с обычными энергетическими критериями (см., например, работу<sup>/11/</sup>).

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  $\pi$ - и  $g$ -частиц<sup>/6,7/</sup>. То же самое имеет место и в случае взаимодействий с высокоэнергетическими ядрами дейтерия и трития (см. рис. 4).

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 взаимодействий с протонами.

## Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. ЯФ, 9, 528 (1969).
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. ЯФ, 10, 760 (1969).
3. К.К. Гудима, А.Д. Кириллов, В.Д. Тонеев, Ю.П. Яковлев. Сообщение 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. Сообщение ОИЯИ, P9-5311, Дубна, 1970.
6. V.S. Barashenkov, A.C. Cijinov, V.D. Toneev. Communication JINR, E2-5282, Dubna, 1970.
7. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, P2-5280, Дубна, 1970.
8. I. Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev. Nucl.Phys., B6, 11, 628 (1968).
9. L.I. Schiff. Phys.Rev., 133, B802 (1964).
10. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, P2-4065, P2-4066, Дубна, 1968.
11. V.S. Barashenkov et al. Nucl.Phys., 14, 522 (1959/60); 24, 642 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел

29 декабря 1970 года.



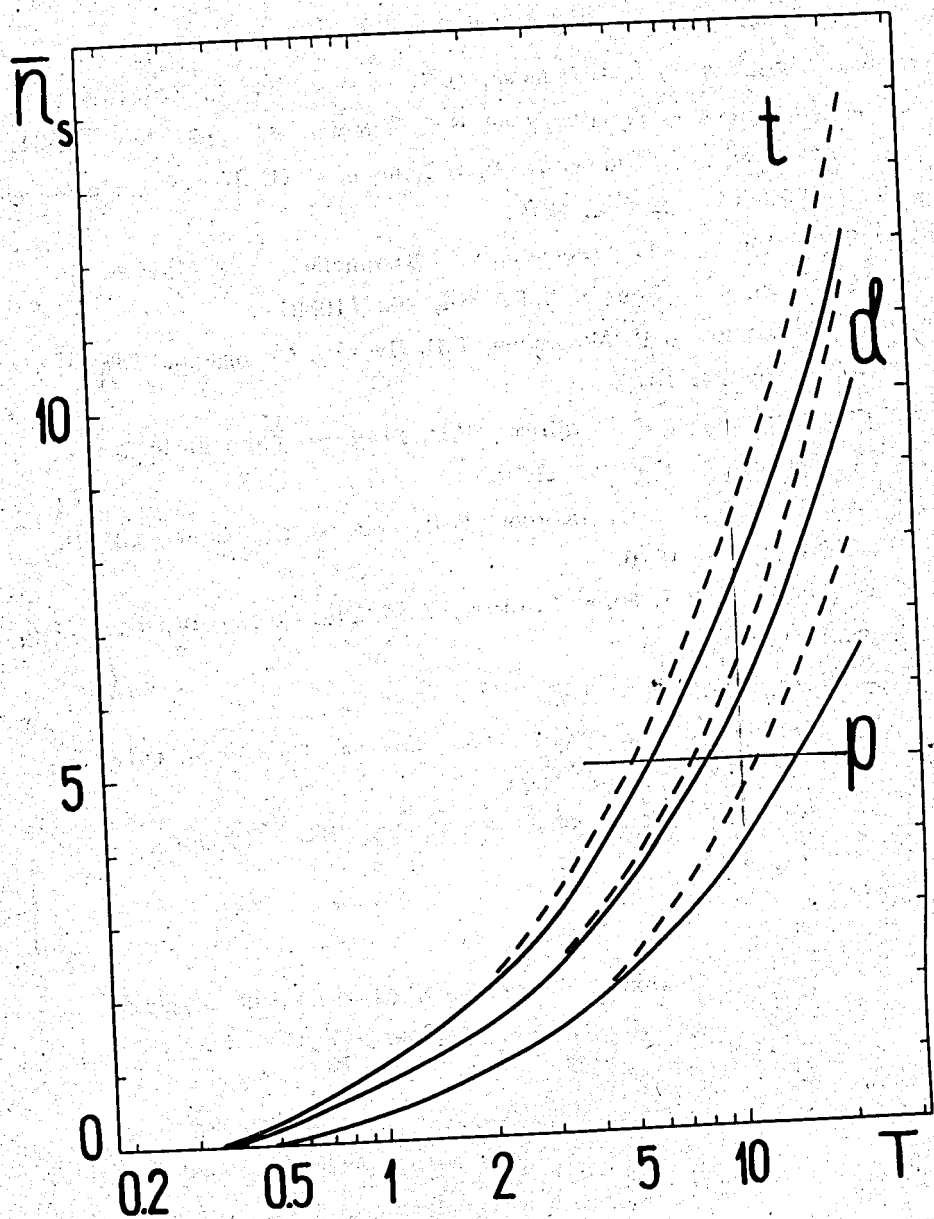


Рис. 1. Средняя множественность тонких следов, образующихся при облучении фотоэмульсии (ядро-мишень  $^{70}\text{Ga}$ ) протонами, дейтронами и ядрами трития с энергией  $T$  ГэВ/нуклон. Сплошные кривые относятся ко всем неупругим взаимодействиям, пунктирные кривые — к событиям с  $p_h > 1$ . Статистическая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

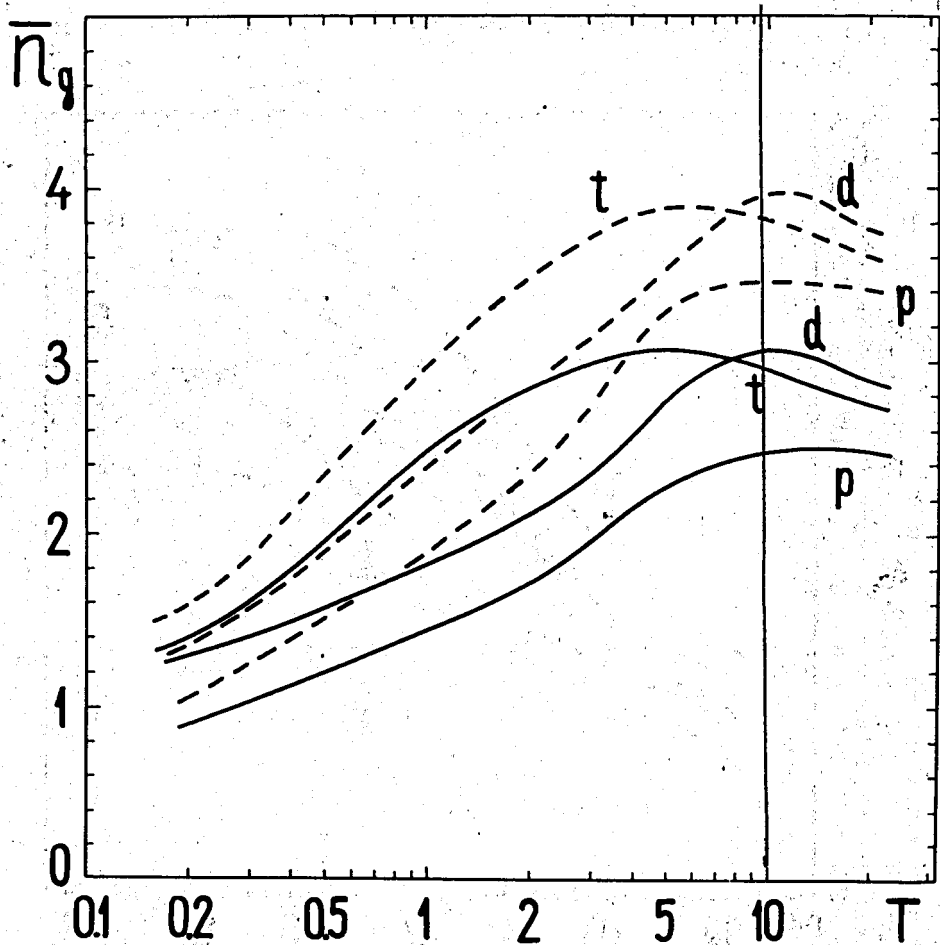


Рис. 2. Средняя множественность серых следов. Все обозначения, как на рис. 1.

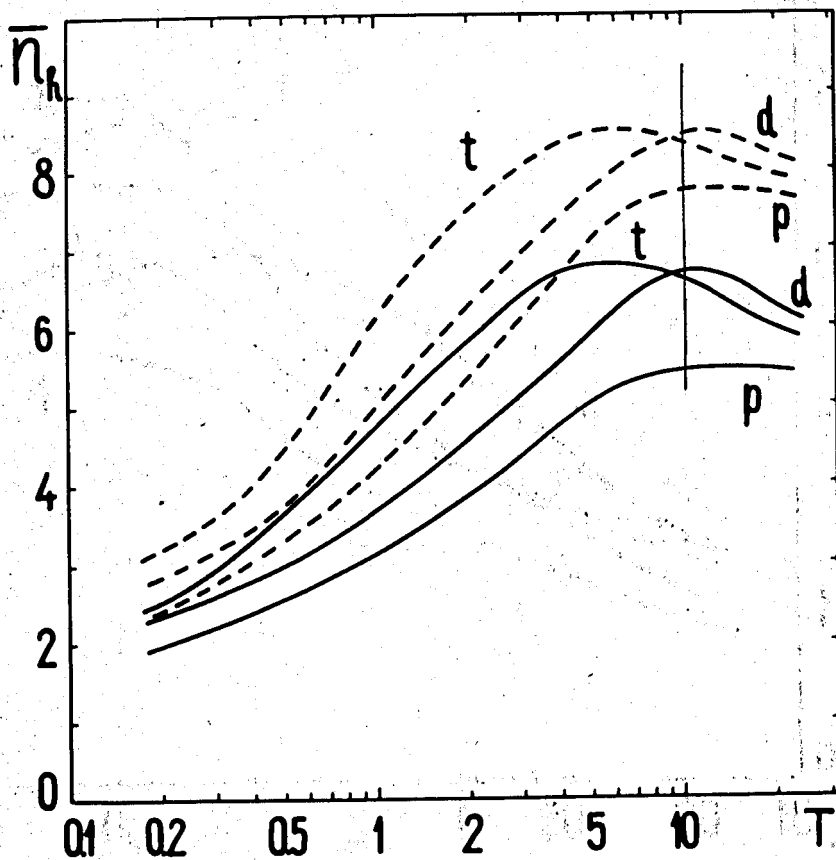


Рис. 3. Суммарная средняя множественность серых и черных следов. Все обозначения, как на рис. 1.

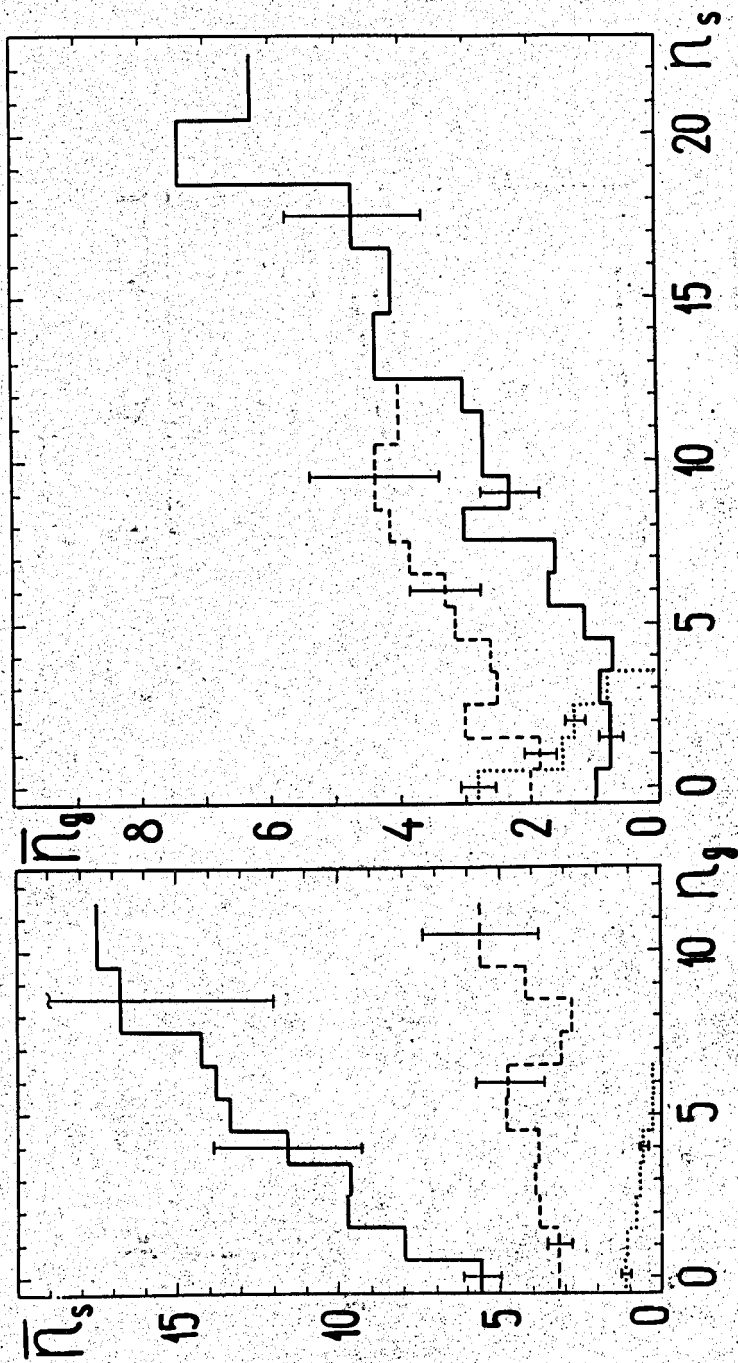


Рис. 4. Корреляция числа следов различных типов в звездах, образующихся при облучении фотоэмальными нейтронами с энергией  $T$  (без взаимодействий с водородом фотоэмальсии). Левый рисунок - зависимость средней множественности тонких следов от числа серых следов в звезде  $\bar{n}_g = f(n_s)$ . Правый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

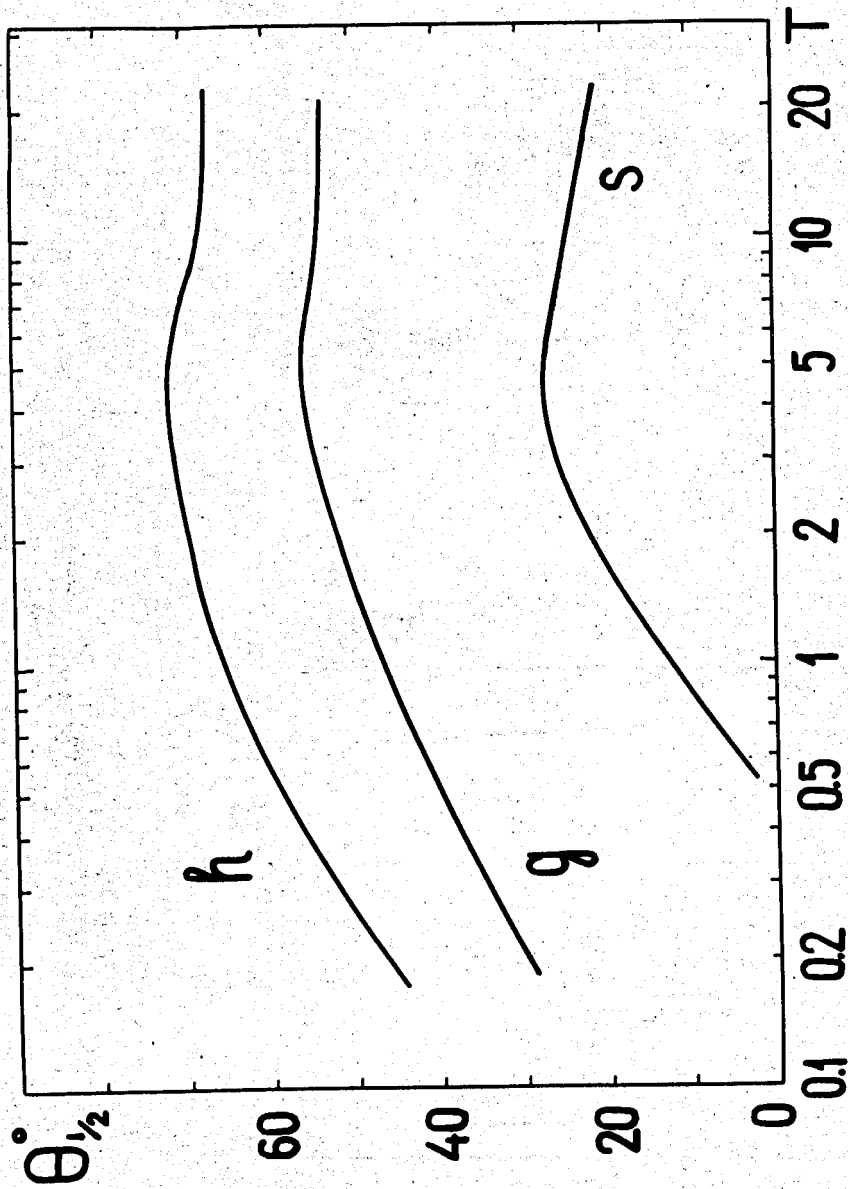


Рис. 5. Энергетическая зависимость половинного угла вылета вторичных  $s$ -,  $g$ - и  $h$ -частиц в фотомультиплексных звездах, образованных дейтронами с энергией  $T$  Гэв/нуклон. Статистическая ошибка расчёта  $\approx 5\%$ .