

850



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

P-850

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЙТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Дубна 1981

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

P-850

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЙТОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Направлено в *Nuclear Physics*

А н н о т а ц и я

Большой выход дейтонов в протон-ядерных взаимодействиях при энергиях $T \gg 1$ Бэв можно объяснить периферическими взаимодействиями первичных протонов с ядрами. Источником дейтонов при этом являются неупругие нуклон-нуклонные взаимодействия.

Abstract

A large yield of deuterons in proton-nuclear interactions at $T \gg 1$ BeV can be accounted for the peripheral interactions of primary protons with nuclei. Deuterons are generated in inelastic nucleon-nucleon interactions.

В работах многих авторов показано, что нуклон-ядерные взаимодействия в очень широкой области энергий, начиная от нескольких десятков Мэв и до очень больших энергий порядка десятков и сотен Бэв, хорошо объясняются механизмом внутриядерного каскада /см., например, работы^{1-7/}, где приведена подробная библиография/.

Однако, в настоящее время уже накопились экспериментальные факты, которые не удается объяснить в рамках такой простой модели.

В работах^{8,9/} впервые было обнаружено, что в нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях порядка нескольких сотен Мэв с большой вероятностью образуются дейтоны. Так, при энергии $T = 860$ Мэв сечение образования дейтонов на ядрах Be, C, O составляет около 1% от сечения всех неупругих процессов. В последующих экспериментах это явление обнаружено и при больших энергиях^{10,11/}.

Оценки показали, что столь большое сечение образования дейтонов при энергиях, в сотни и тысячи раз превышающих его энергию связи, нельзя даже качественно объяснить, оставаясь в рамках простой модели внутриядерного каскада.

В работе^{12/} показано, что в области энергий порядка нескольких сотен Мэв можно получить согласие с экспериментальными данными по порядку величины, если учесть не только парные взаимодействия каскадных частиц внутри ядра, но и принять во внимание взаимодействия с группами нуклонов, образовавшимися в результате флуктуаций плотности ядерного вещества. Для этого необходимо, чтобы флуктуация произошла в объеме, размеры которого не превосходят величины ядра нуклона; лишь в этом случае флуктуацию ядерного вещества можно рассматривать как единое целое^{1/}.

1/ Под ядром мы понимаем центральную область в нуклоне с радиусом $r \sim \hbar/MC = 0,2 \cdot 10^{-13}$ см, где сосредоточена основная часть ядерного вещества нуклона^{7,13/}. В более поздней работе^{14/} максимальный размер области флуктуации выбран равным де'бройлевской длине волны первичного нуклона λ . Однако это справедливо лишь для точечных частиц /или в области малых энергий, когда длина волны λ значительно больше размеров ядра/. При взаимодействии реальных частиц определяющей является не де'бройлевская длина волны λ , а геометрические размеры этих частиц.

Однако, с ростом энергии упругое взаимодействие первичного нуклона с дейтоном приобретает все более ярко выраженный дифракционный характер. При этом вероятность столкновений с большой передачей импульса дейтону быстро уменьшается. Как показали оценки, образование дейтонов за счет флуктуаций ядерного вещества становится несущественным уже при энергиях $T \sim 1 + 2$ Бэв.

При энергиях, больших нескольких Бэв, источником дейтонов могут являться неупругие NN и πN столкновения внутри ядра^{/15/}. Однако оценки показывают, что большая часть родившихся таким образом дейтонов поглощается, еще не успев покинуть ядро^{/16/}. Непоглощенными остаются в основном лишь дейтоны, родившиеся в далекой диффузной области ядра, где столкновение первичного нуклона с нуклоном ядра не сопровождается внутриядерным каскадом. Передача импульса ядру при этом невелика и ядро остается слабовозбужденным.

Для расчета таких столкновений можно воспользоваться оболочечной моделью ядра. Обозначим через N_{nlj} и P_{nlj} число нейтронов и протонов на уровне с квантовыми числами (n, l, j) . Пусть коэффициент M_{nl} характеризует парциальный вклад от взаимодействия с нуклоном, находящимся на этом уровне. Тогда наблюдаемое на опыте отношение чисел рождающихся дейтонов и протонов для некоторого ядра X

$$\left(\frac{d}{p}\right)_X = \left(\frac{d}{p}\right)_{NN} \sum (N_{nlj} + P_{nlj}) M_{nl}, \quad /1/$$

где $\left(\frac{d}{p}\right)_{NN}$ — отношение числа дейтонов и протонов с равными импульсами, рождающихся в неупругом NN столкновении, а суммирование выполняется по всем участвующим в реакции уровням ядра X . Число этих уровней определяется энергией возбуждения ядра ϵ , которая является существенным параметром теории.

На рисунке приведена зависимость отношения $(\frac{d}{p})$ от величины ϵ для случая взаимодействия 25-Бэвных протонов с ядрами платины. Расчет выполнен для угла $\theta = 16^\circ$ в лабораторной системе координат и импульса рождающихся частиц $p_d = p_p = 5,3$ Бэв/с, что соответствует условиям эксперимента в работе ^{/10/}. Значение $(\frac{d}{p})_{NN}$ мы взяли из работы ^{/15/}, где для его вычисления была использована статистическая теория множественного образования частиц. Коэффициенты M_{nl} вычислены по данным Бениоффа ^{/17/}.

Для согласования с экспериментальным значением $(\frac{d}{p})_{pt} = 0,024 \pm 0,003$ ^{/10/} следует предположить, что $\epsilon \approx 8$ Мэв, т.е. что основная часть дейтонов рождается в столкновениях, при которых возбуждаются лишь самые верхние уровни ядра.

Аналогичный результат получен для ядра алюминия.

Сравнение экспериментальных и теоретических данных приведено в Таблице 1.

Как видно, модель периферических взаимодействий протонов с ядрами может объяснить известные экспериментальные данные. Характерной чертой этой модели являются сильные изменения выхода дейтонов вблизи магических ядер.

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Д.И. Блохинцева, И.К. Взорова и М.Г. Мещерякова за обсуждения и ценные критические замечания.

ТАБЛИЦА . I

Отношения чисел рождающихся дейтронов, протонов и
 π^+ - мезонов

Теория	Эксперимент /10/
$(d/p)_{pt}$ 0,03	$0,024 \pm 0,003$
$(d/p)_{AL}$ 0,02	$0,017 \pm 0,002$
$(d/p)_{pt} : (d/p)_{AL}$ 1,5	$1,41 \pm 0,34$
$(d/\pi^+)_{pt}$ 0,08	$0,080 \pm 0,010$
$(d/\pi^+)_{AL}$ 0,05	$0,053 \pm 0,008$

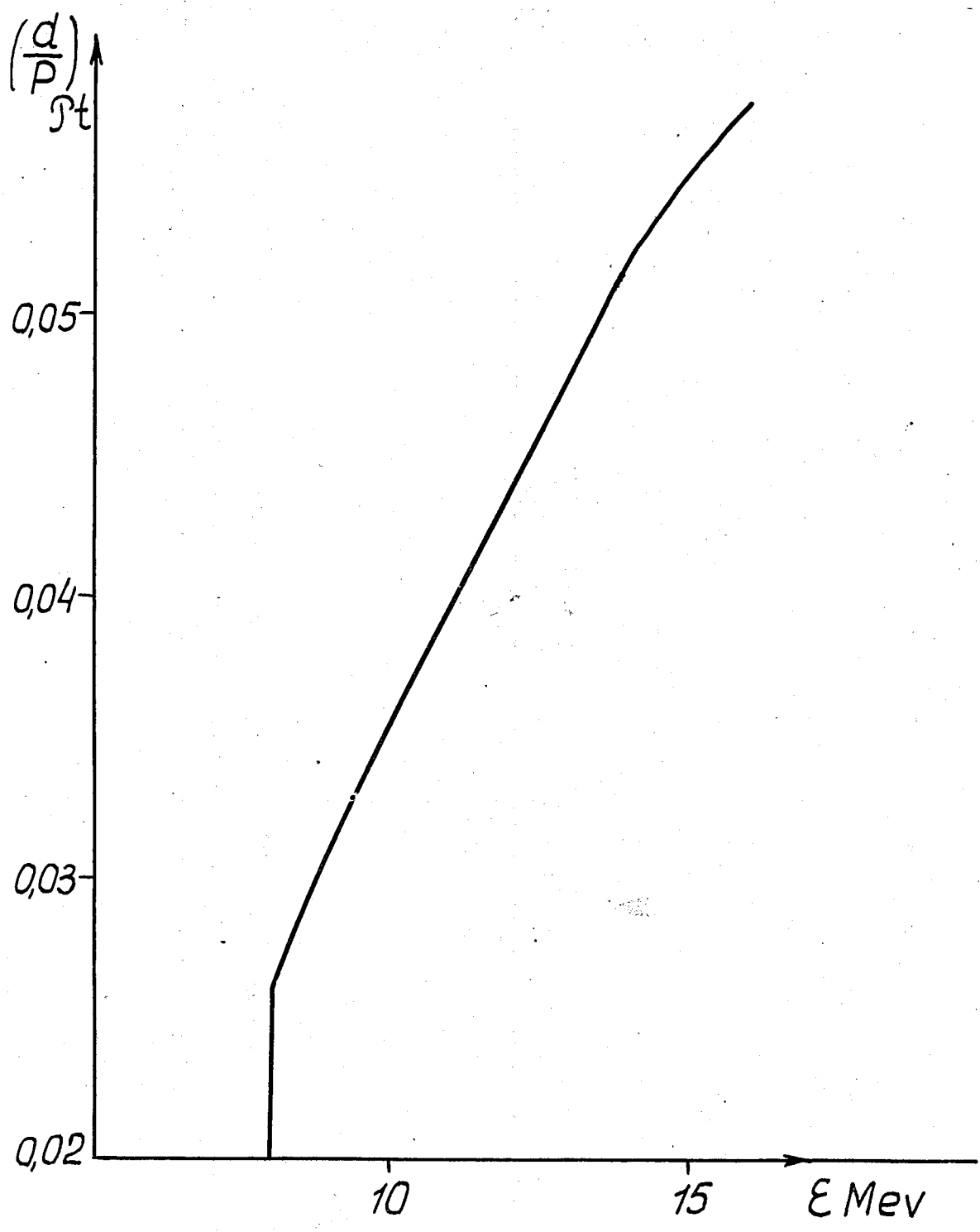


Рис.1.

Л и т е р а т у р а

1. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, A.Turkevich, I.M.Miller, G.Friedlander.
Phys.Rev. 110, 185 (1958).
2. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, I.M.Miller, G.Friedlander, A.Turkevich.
Phys.Rev. 110, 204 (1958).
3. В.М. Мальцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 39, 1625 /1960/.
4. V.S.Barashenkov, V.A.Bellakov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng Se, L.F.Kirillova,
5 R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov, M.G.Shafranov, K.D.Tolstov, E.N.Tsyganov,
Wang-Shou Feng.Nucl.Phys. 14, 522 (1960).
5. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mihul. Nucl.Phys. 24, 642 (1961).
6. Т.П. Лазарева, П.А. Усик. Материалы международной конференции по
космическим лучам. Москва, 1, 71 /1959/.
7. V.S.Barashenkov, Fortschr. der Phys. 9, 29 (1961).
8. Г.А. Лексин. ЖЭТФ, 32, 445 /1957/.
9. Л.С. Ажгирей, И.К. Взорев, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов,
А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 /1957/.
10. V.T.Cocconi, T.Fazzini, G.Fidecaro, M.Legros, N.H.Lipman, A.W.Merrison.
Phys.Rev.Lett. 5, 19 (1960).
11. I.Oostens. Preprint Saclay, 1961.
12. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 /1957/.
13. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН, 68, 417
/1959/.
14. А.А. Рухадзе. ЖЭТФ, 34, 1014 /1958/.
15. R.Hagedorn. Phys.Rev.Lett. 5, 276 (1960).
16. I. von Behr, R.Hagedorn. Preprint CERN, 1961.
17. P.A.Bentoff. Phys.Rev. 119, 324 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1961 г.