

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 6299



Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

К ТЕОРИИ ПРОЦЕССА ВЫБИВАНИЯ ДЕЙТРОНОВ
ИЗ ЯДЕР ЭНЕРГИЧНЫМИ ПРОТОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6299

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

К ТЕОРИИ ПРОЦЕССА ВЫБИВАНИЯ ДЕЙТРОНОВ
ИЗ ЯДЕР ЭНЕРГИЧНЫМИ ПРОТОНАМИ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P4-6298

К теории процесса выбивания дейтронов из ядер энергичными протонами

Проверяется модель, использованная ранее авторами для описания квазиупругого выбивания дейтронов энергичными протонами. С ее помощью дана интерпретация результатов по выходу дейтронов с импульсами в интервале 1200-1500 Гэв/с при энергии налетающего протона $E_p = 675$ Мэв.

Обсуждаются также следствия модели для процесса (d, p) и процессов рождения π^- , k^- - мезонов, а также антипротонов на ядрах при высоких энергиях в области импульсов вблизи кинематического предела.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1972

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P4-6299

To the Process of Deuteron Knocking-Out from
Nuclei by High-Energy Protons

The model is tested used previously by the authors for description of quasielastic knocking-out of deuterons by high-energy protons. With the help of this model the results are interpreted on the yield of deuterons with the momenta in the range of 1200-1500 GeV/c at the energy of incident proton $E_p = 675$ MeV. The consequences of the model for the process (d, p) and the processes of π^- , k^- -meson production are described as well as for the processes of antiproton production on nuclei at high energies in the momentum region near the kinematical limit.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

1. Введение

В работе авторов^{/1/} был детально рассмотрен процесс выбивания дейтронов из ядер энергичными протонами. Основной упор был сделан на вопрос о том, какую информацию о структуре ядра может дать теоретический анализ современных экспериментов, относящихся к изучению этой реакции. Выяснилось, что для интерпретации наиболее важных особенностей процесса квазиупругого выбивания дейтронов, наблюдаемого в эксперименте, достаточно использовать лишь самые общие данные о ядре-мишени: заряд, массу, распределение плотности, а также учесть конкуренцию со стороны всех прочих неупругих процессов.

Настоящая работа преследует двойную цель. С одной стороны, - объяснить, исходя из простейших (тех же, что и в^{/1/}) предположений о строении ядра, выход дейтронов с импульсами в интервале 1200-1500 Мэв/с при энергии налетающего протона $E_p = 675$ Мэв, измеренный в работе^{/2/}. С другой стороны, - выделить в более чистом виде и проверить одно из существенных приближений работы^{/1/}, а именно, метод учета неупругих взаимодействий налетающего протона и выходящего дейтрона с ядрами-мишенями.

В неупругую область импульсного спектра дейтронов, включающую рассматриваемый интервал импульсов, могут давать вклад различные процессы ($N + N \rightarrow \pi + d$, $p + n \rightarrow d + \gamma$ и т.д.). Однако доминирующий вклад при $E_p = 675$ Мэв дают, по-видимому, реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$, $p + n \rightarrow d + \pi^0$. Аргументами в пользу такого предположения являются:

а) наличие резонанса в данных реакциях вблизи $E_p = 650 \text{ МэВ}^{1/3}$;

б) наличие характерных для этих реакций максимумов в импульсном спектре дейтронов при импульсах 950 и 1350 МэВ/с^{1/2}, соответствующих испусканию мезона вперед и назад в системе центра масс.

Ниже предполагается, что выход дейтронов с импульсами 1200–1500 МэВ/с полностью обусловлен реакцией $N + N \rightarrow d + \pi$ на нуклонах ядра.

II. Связь между реакциями $N + N \rightarrow d + \pi$ на ядре и протоне

Отношение m дифференциального сечения реакции $N + N \rightarrow d + \pi$ на ядре к дифференциальному сечению этой реакции на протоне без учета неупругих взаимодействий протона и дейтрона с остаточным ядром определяется числом нейтронов N и протонов Z в ядре.

$$m = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p} = \left(Z + \frac{1}{2}N\right). \quad (1)$$

Фактор $1/2$ перед N возник как следствие принципа детального равновесия, согласно которому

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p+n \rightarrow d+\pi^0} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p+p \rightarrow d+\pi^+}$$

Для ядра ^{12}C $m = 9$. Экспериментальное значение для этого ядра, полученное интегрированием импульсного спектра дейтронов в интервале 1200–1500 МэВ/с^{1/2}, равно $1,7 \pm 0,3$. Столь сильное расхождение можно объяснить интенсивным поглощением в ядре налетающего протона и выходящего дейтрона. Для учета эффекта поглощения воспользуемся тем же способом, что и в работе^{1/}, где проводился анализ квазиупругого выбивания дейтронов.

Обозначим \bar{m} величину, соответствующую m при учете поглощения. В приближении прямолинейных траекторий

$$\bar{m} = \left(Z + \frac{1}{2}N\right) \cdot \int d^2b dz \rho(b, z) \tau(b, z) \eta(b, z). \quad (2)$$

Здесь b — прицельный параметр, z — текущая координата, $\tau(b, z)$ — вероятность протону с прицельным параметром дойти до точки z , не испытав неупругих столкновений, $\eta(b, z)$ — вероятность выйти из ядра дейтрону, образовавшемуся в точке z , $\rho(b, z)$ — распределение ядерной плотности, нормированное на единицу. Для легких ядер в качестве $\rho(b, z)$ часто используется выражение

$$\rho(b, z) = \frac{4}{\pi^{3/2} a_0^3 A} \left(1 + \delta \frac{b^2 + z^2}{a_0^2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{b^2 + z^2}{a_0^2}\right]; \quad (3)$$

$$\delta = \frac{A-4}{6}.$$

Для ^{12}C $\delta = 1,33$; $a_0 = 1,59$ ^{1/}. В работе^{1/} для $\tau(b, z)$ было получено выражение

$$\tau(b, z) = \exp[-\sigma_1 T_-(b, z)],$$

где:

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} (\sigma_{1pp} + \sigma_{1pn}) = 3,57 \cdot 10^{-26} \quad (4)$$

$$T_-(b, z) = A \int_{-\infty}^z \rho(b, z') dz',$$

σ_{1pp} , σ_{1pn} — полные сечения p - p и p - n рассеяния.

При испускании мезона образовавшийся дейтрон испытывает отдачу с импульсом $\approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, он должен быть локализован в области с радиусом порядка 1 фм. Поскольку распределение вероятности образования дейтронов по относительной координате в пределах области локализации неизвестно, нами рассмотрены два предельных случая.

1. Полностью совпадающие нуклоны

$$|\phi_d(r)|^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \delta(z) \delta(s).$$

2. Нуклоны, находящиеся на расстоянии $r_m = 1$ фм.

$$|\phi_d(r)|^2 = \frac{1}{2\pi r_m} \delta(z^2 + s^2 - 4r_m^2),$$

s - координата внутреннего движения дейтрона в плоскости прицельного параметра.

В первом случае, согласно ^{1/}:

$$\eta_1 = \exp \left\{ -2\sigma_2 T_+(b, z) + \frac{\sigma_1^2}{8\pi a} T_+(b, z) \right\},$$

$$a = 0,274 \cdot 10^{-26} \quad (4)$$

$$\sigma_2 = 3,26 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2,$$

Величина \tilde{m}_1 , рассчитанная по формуле (2) с учетом (4), равна 1,93. Во втором случае для $\eta_2(b, z)$ получается довольно громоздкое выражение, однако результат с хорошей точностью тот же: $\tilde{m}_2 = 1,89$.

III. Обсуждение

Вполне удовлетворительное согласие результата расчета \tilde{m} с $m_{\text{эксп}}$ свидетельствует о том, что привлеченной простейшей информации о ядре (распределение плотности (3)) вполне достаточно для объяснения процесса. В пределах точности имеющихся экспериментов их результаты не чувствительны к деталям ядерной структуры. В ^{1/} использованный здесь приближенный способ учета поглощения применялся наряду с предположениями

о поведении функции двухчастичной ядерной плотности. Таким образом, существовала возможность взаимной компенсации погрешностей от этих различных приближений. В реакции $N+N \rightarrow d+\pi$ кинематикой обусловлено участие одного нуклона ядра. Поскольку отпадает необходимость рассматривания парной плотности, отпадает и возможность указанной выше компенсации. Следовательно, при рассмотрении данной реакции погрешности метода учета "поглощения" могут проявиться непосредственно. Удовлетворительное согласие с экспериментальными данными указывает на то, что эта погрешность невелика. На рисунке приведена зависимость $\frac{\partial \tilde{m}}{\partial b}$ от прицельного параметра b . Так же как и соответствующая зависимость для реакции квазиупругого выбивания дейтронов она образует кольцо с максимумом в области периферии ядра, обусловленное интенсивным поглощением.

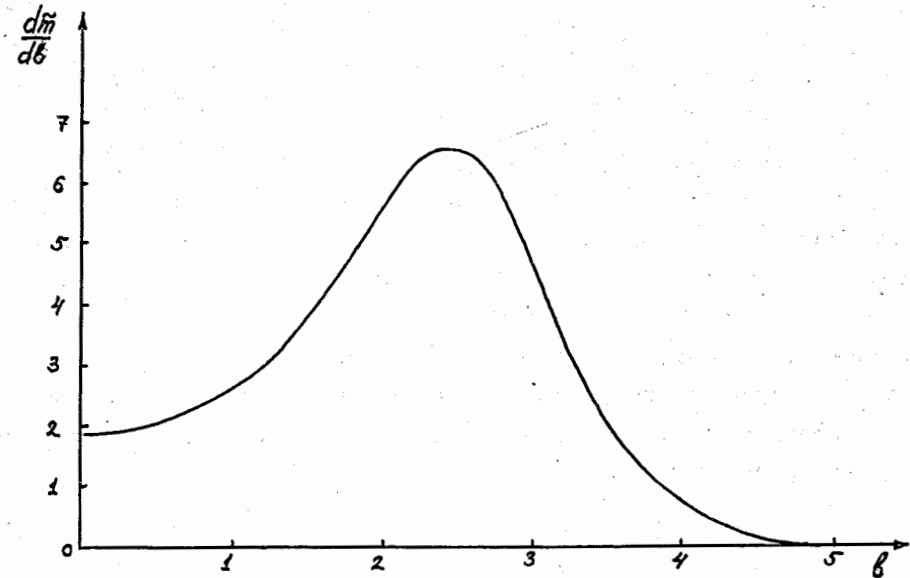


Рис. 1. Зависимость величины $\frac{\partial \tilde{m}}{\partial b}$ от прицельного параметра b .

Примененный здесь и в работе^{/1/} метод учета неупругих взаимодействий может быть использован для расчета "коэффициента усиления" ядром (величина \tilde{m}) сечений широкого класса реакций. К этому классу относятся, прежде всего, процессы при высоких энергиях с участием одного нуклона мишени. При этом наиболее просты для анализа процессы, происходящие на кинематическом пределе (налетающая частица передает вторичной частице максимальную, допустимую законами сохранения энергию). Кратко обсудим два примера таких реакций. Первый из них может представлять определенный интерес в связи с успешным ускорением в ОИЯИ дейтронов до релятивистских энергий и интенсивным обсуждением ряда открывающихся возможностей^{/5/}.

Одна из выдвигаемых идей состоит в изучении кумулятивного эффекта. Дейтрон большой энергии, несмотря на рыхлость его структуры, с некоторой вероятностью может передать нуклону ядра максимальную (если рассматривать дейтрон как целое) допустимую кинематикой энергию.

По сути дела, сходная ситуация уже наблюдалась при субрелятивистских энергиях при изучении упругого (p, d) рассеяния и процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер энергичными протонами^{/6/}. Один из возможных механизмов осуществления кумуляции был предложен Д.И.Блохинцевым^{/7/} (флуктуационный механизм). Обратным процессом является упомянутая выше реакция (d, p).

Здесь мы не ставим перед собой задачу детально обсудить механизм эффекта кумуляции, а ограничимся вопросом о роли ядра-мишени в процессе квазиупругого выбивания из него протонов высокоэнергичными дейтронами. Коэффициент усиления ядром сечения данной реакции имеет следующий вид:

$$\tilde{m} = Z \int d^2b \int dz \rho(b, z) \mathcal{J}(b, z) \eta(b, z), \quad (5)$$

где теперь

$\mathcal{J}(b, z)$ - вероятность дейтрону дойти до точки z внутри ядра, не испытав неупругих взаимодействий,

$\eta(b, z)$ - вероятность того, что протон, выбитый в точке z дейтроном, покинет ядро, не испытав неупругих взаимодействий.

Вероятности $\mathcal{J}(b, z)$ и $\eta(b, z)$ определяются в данном случае выражениями:

$$\mathcal{J}(b, z) = \exp \left\{ -2\sigma T_-(b, z) + \frac{\sigma^2}{8\pi a} T_-(b, z) \right\} \quad (6)$$

$$\eta(b, z) = \exp \{ -\sigma T_+(b, z) \},$$

причем $T_- = \int_{-\infty}^z \rho(b, \xi) d\xi$, $T_+ = \int_z^{\infty} \rho(b, \xi) d\xi$.

Оценка коэффициента \tilde{m} при столкновении с ядром кислорода приводит к значению $\tilde{m} \approx 2$.

Другим примером применения использованного здесь метода учета поглощения может являться расчет "коэффициента усиления" ядром сечений реакций рождения мезонов и антинуклонов на кинематическом пределе. Исследования в Серпухове показали, что такие процессы (при $E_p = 70$ Гэв) идут с заметной вероятностью.

Мы обсудим влияние ядра на реакции рождения π^-, k^- и \bar{p} на нуклонах ядер алюминия и свинца. Расчет величины \tilde{m} может быть произведен по формуле (5), в которой для \mathcal{J} следует сделать замену 2σ на σ и опустить второй член в экспоненте, а для η заменить σ на $\sigma_{\pi^-}, \sigma_{k^-}$ и $\sigma_{\bar{p}}$, соответственно (где $\sigma_{\pi^-}, \sigma_{k^-}, \sigma_{\bar{p}}$ - полные сечения взаимодействия этих частиц с нуклонами) $\sigma_{\pi^-} = 2,6 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$;

$$\sigma_{k^-} = 2,1 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2, \quad \sigma_{\bar{p}} = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \text{ /8/}.$$

При этом следует учесть, что рождение мезона может происходить лишь на нейтронах ядра.

В качестве $\rho(r)$ использовались:
для алюминия

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + 1,14 \cdot \frac{r^2}{6,25} \right] \exp \left(-\frac{r^2}{6,25} \right),$$

для свинца

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - 6,98}{0,55}\right)}$$

Полученные таким образом величины \bar{m} приведены в таблице 1.

Таблица 1.

	\bar{m}_{π^-}	\bar{m}_{k^-}	\bar{m}_{p^-}
^{27}Al	4,67	5,58	6,30
^{208}Pb	7,31	8,58	7,83

Изменение величины \bar{m} с ростом атомного номера может быть понято на основе следующих качественных соображений.

Как и в рассмотренных ранее в ^{1/} и ($p, \pi d$) - процессах с сильным поглощением основной вклад в сечения этих реакций дает кольцо в области ядерной периферии. Длина кольца изменяется пропорционально радиусу ядра, а значит $\bar{m} \approx A^{1/3}$. Таким образом, при переходе от алюминия к свинцу величины \bar{m} должны увеличиваться в два раза. Однако из-за уменьшения кривизны поверхности ядра ширина кольца с ростом A уменьшается. Если для алюминия в реакции рождения \bar{p} ширина на половине высоты кольца $\approx 2,5$ фм, то для свинца она уже $\approx 1,5$ фм. Таким образом, с увеличением A величина \bar{m} растет медленнее, чем $A^{1/3}$. Полученные значения величины $(\bar{m})_{Pb} / (\bar{m})_{Al}$ равны 1,57; 1,54 и 1,30 для π^-, k^- и \bar{p} , соответственно. Подчеркнем еще раз, что все сказанное относится к реакциям, происходящим на кинематическом пределе.

Если же рассматривать области спектра вторичных частиц, удаленные от кинематического предела, то зависимость \bar{m} от A станет более резкой, приближаясь, по-видимому, к $\bar{m} \approx A^{2/3}$ /9/.

В работе /9/ высказывалось предположение о том, что хотя сами величины \bar{m} изменяются с ростом A , их отношения остаются с хорошей точностью постоянными.

Полученные здесь величины

$$\left(\frac{\bar{m}_{k^-}}{\bar{m}_{\pi^-}}\right)_{Al} = 1,20$$

$$\left(\frac{\bar{m}_{k^-}}{\bar{m}_{\pi^-}}\right)_{Pb} = 1,17$$

$$\left(\frac{\bar{m}_{p^-}}{\bar{m}_{\pi^-}}\right)_{Al} = 1,35$$

$$\left(\frac{\bar{m}_{p^-}}{\bar{m}_{\pi^-}}\right)_{Pb} = 1,07$$

свидетельствуют об удовлетворительном выполнении этого предположения. Однако, как и следовало ожидать, отклонения увеличиваются с ростом атомного веса ядра-мишени.

Полученная здесь зависимость \bar{m} от атомного веса мишени ($\approx A^{1/3}$) позволяет устранить расхождение (\approx в пять раз), отмеченное в работе /10/ при анализе абсолютной величины сечения рождения π^- -мезонов на основе термодинамической модели нуклон-нуклонного взаимодействия. В этой работе, по-видимому, использовалась зависимость $A^{2/3}$, а тогда, как видно из таблицы, и возникает фактор ≈ 5 ($\bar{m}(Al) = 4,67$).

Л и т е р а т у р а

1. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Сообщение ОИЯИ Р4-6298, Дубна 1972.
2. Л.С. Ажгирей, З.В. Крумштейн, Нго Куанг Зуй, В.И. Петрухин, Д.М. Хазинс, З. Цисек. ЯФ, 13, 6, 1971.
3. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов. ЖЭТФ 34, 767, 1958.
4. Р. Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия, Изд. "Мир", Москва, 1965.
5. А.М. Балдин. Международная конференция по физике тяжелых ионов, Д7-5769, Дубна, 1971.

6. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С.Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185, 1957;
R.J.Sutter, J.L.Fruedes, H.Palevsky, G.W.Bennet,
G.J.Igo, W.D.Simpson, G.C.Phillips, D.M.Corley,
N.S.Wall, R.L.Stearns. Phys.Rev.Lett., 19, 1189, 1967.
7. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ 33, 1295, 1957;
Д.И. Блохинцев, К.А. Токтаров. Препринт ОИЯИ Р4-4018, Дубна, 1968.
8. V.Barger. CERN Topical Conference on High Energy
Collisions of Hadrons, 1968.
9. J.Ranft. Particle Spectra, CERN, 1970.
10. J.Ranft. Phys.Lett., 31B, 85, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1972 года.