

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

23/11-79

K - 63

P2 - 12208

В.И.Комаров, Г.Мюллер

1537 / 2-79

О МЕХАНИЗМЕ

ЭМИССИИ НАЗАД БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1979

P2 - 12208

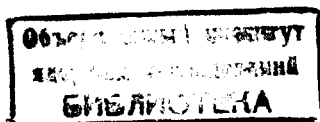
В.И. Комаров, Г. Мюллер

О МЕХАНИЗМЕ

ЭМИССИИ НАЗАД БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

* Центральный институт ядерных исследований,
Россендорф, ГДР.



Комаров В.И., Мюллер Г.

P2 - 12208

О механизме эмиссии назад быстрых протонов в адрон-ядерных взаимодействиях при средних и высоких энергиях

Рассмотрена модель, описывающая эмиссию быстрых протонов в задней полусфере при адрон-ядерных взаимодействиях. В модели не используются представления об аномально высоких импульсах или плотностях нуклонов в основном состоянии ядра-мишени, и в рамках модели эмиссия протонов является результатом распада малонуклонных групп ядра-мишени, получивших высокое возбуждение при квазидифракционном рассеянии на них адрона. Рассматривается гипотеза об универсальности функции возбуждения малонуклонных групп при возбуждениях порядка пионной массы и выше.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Komarov V.I., Müller H.

P2 - 12208

On the Mechanism of the Backward Emission of Fast Protons in Hadron-Nucleus Interactions at Intermediate and High Energies

A model describing the backward emission of fast protons to the backward hemisphere in hadron-nucleus interactions is considered. The anomalously high momenta or densities of nucleons in the ground state of the target-nucleus are not used in this model. Proton emission is a result of the decay of the target-nucleus few-nucleon groups, highly excited in the quasi-diffraction scattering of hadrons at these groups. The hypothesis on the universality of the excitation function of few-nucleon groups in the excitations of the order of magnitude of the pion mass and higher is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1979

При высоких энергиях (T_0) налетающих адронов из ядра-мишени под углами больше 90° испускаются быстрые протоны. Инклюзивные спектры таких протонов с энергией $\gtrsim 30$ МэВ имеют вид

$$E/(p_p^2 \sigma_t) \cdot d\sigma/(d\Omega dp_p) = A_0 \exp(-A_1 p_p^2) \quad /1/$$

E и p_p - энергия и импульс испускаемого назад быстрого протона, σ_t - полное сечение адрон-ядерного взаимодействия/, причем A_0 и A_1 слабо зависят от типа и энергии налетающих адронов h , а параметр наклона A_1 и от массового числа A ядра-мишени /см.^{1, 2/ / . Аналогичное поведение эмиссии протонов наблюдается и при средних энергиях^{3, 4/}. Существенно, что с ростом T_0 $A_1 \rightarrow A_1^{as} = 10-15$ /ГэВ/с⁻². Для объяснения наблюдаемых закономерностей выдвинут ряд весьма различающихся гипотез /см., например,^{5/ / . Большинство из них содержит представления об аномально высоких внутриядерных импульсах^{6/}, плотностях^{7/}, либо специфических механизмах^{8/}, свойственных только процессам, протекающим при высоких энергиях /например, кваркпартоновые механизмы, образование фибрилов/. Способность многих моделей воспроизводить свойства инклюзивной эмиссии назад быстрых протонов наводит на мысль о содержащейся в этих моделях избыточности для описания данных об инклюзивных процессах. Возникает вопрос, можно ли с единой точки зрения описать эти данные при средних и высоких энергиях, не прибегая к специальным гипотезам о высокоимпульсной структуре ядер.}}

В связи с этим мы рассмотрели инклюзивную эмиссию протонов из реакции $h + A \rightarrow p/\theta_p > 90^\circ, T_p > 30$ МэВ/ + ... в следующих предположениях:

1. Адрон взаимодействует с группой из нескольких нуклонов [kN] ядра-мишени. При этом h рассеивается преимущественно на малые углы вперед, увеличивая инвариантную массу группы M^{inv} /"возбуждение малонуклонной группы"/:

$$h + [kN] \rightarrow h' + [kN]^* \quad /2/$$

Протоны испускаются назад при распаде

$$[kN]^* \rightarrow p + N_1 + N_2 + \dots + N_{k-1} \quad /3/$$

В расчетах принималось, что /3/ имеет статистический характер.

2. Относительная вероятность увеличения M^{inv} на определенную величину ΔM^{inv} не зависит от типа и энергии h. Такая вероятность /"функция возбуждения"/ является внутренним свойством малонуклонной группы /МНГ/, эффективно принимающей участие в процессе /2/, и слабо зависит от k и A при $\Delta M^{inv} > 100$ МэВ. Для конкретных расчетов функция возбуждения МНГ выбрана в виде

$$W_k(\Delta M^{inv}) = \exp(-\Delta M^{inv}/M_{ex}) / (1 - \exp(-E_k^{max}/M_{ex})) \quad /4/$$

где M - характерный параметр вероятности возбуждения, а E_k^{max} - максимальное значение энергии возбуждения, кинематически доступное в процессе /2/. Если допустить, что интересующее нас возбуждение группы идет через возбуждение входящих в нее нуклонов /т.е. в первую очередь через возбуждение $\Lambda(1232)$ -резонанса или рождение пионов/, то для параметра M_{ex} естественно принять значение, равное массе пиона.

3. Процесс /2/ имеет квазидифракционный характер, то есть с ростом T_0 рассеяние h приближается к дифракционному. /Передаваемый адрону 4-импульс при фиксированном ΔM^{inv} стремится с ростом T_0 к соответствующему значению для упругого $h + [kN]$ рассеяния/. Поэтому вероятность рассеяния на угол θ^* в с.ц.м. ($h + [kN]$) при импульсе p_k^* принята в виде, описывающем главный максимум дифракционного рассеяния на черной сфере радиуса $a = 1,81 k^{1/3} R_{c2}$:

$$W_k(\theta^*) = \exp(-(\theta^* p_k^* k^{1/3} R_{c2})^2) \quad /5/$$

/ R_{c2} - свободный параметр модели/.

4. Полное сечение взаимодействия /2/ определяется, с точностью до постоянного фактора (\mathcal{P}), геометрическим поперечным сечением МНГ [kN] и комбинаторной вероятностью найти МНГ в ядре:

$$\sigma_{kA} = \mathcal{P} \pi (k^{1/3} R_c + \sqrt{\sigma_{hN}/\pi})^2 (A/k!) (R_k/R_0)^{3(k-1)} \exp(-(R_k/R_0)^3) \quad /6/$$

где σ_{hN} - полное сечение hN-взаимодействия, $R_k = k^{1/3} R_c$, R_0 и R_c - среднее межнуклонное расстояние соответственно в ядре и в МНГ. Предполагая, что средняя плотность нуклонов в МНГ близка к средней ядерной плотности, приняли $R_c = R_0$. Для импульсного распределения МНГ в ядре взято гауссовское со стандартом $\sigma_p(k) = \sqrt{k/2} 90$ МэВ/с. Вторичные взаимодействия h или p в ядре не принимались во внимание.

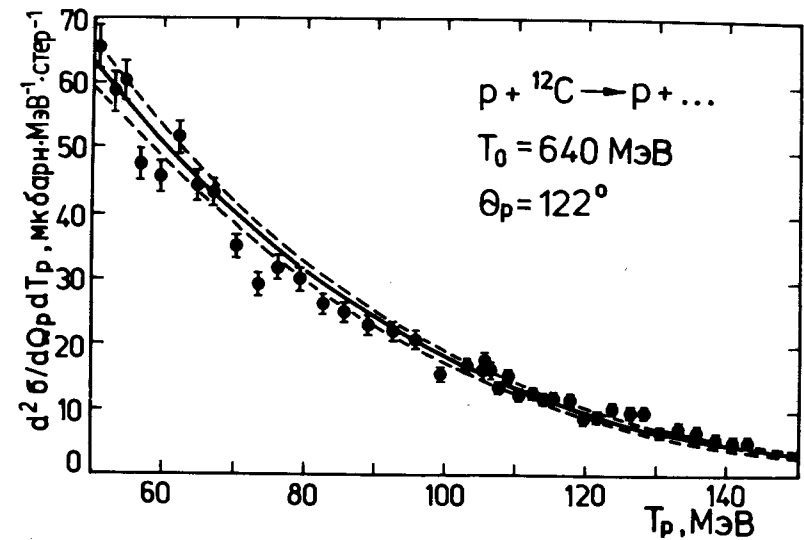


Рис. 1. Энергетический спектр протонов. Кривая с коридором ошибок - расчет, точки - эксперимент /4/.

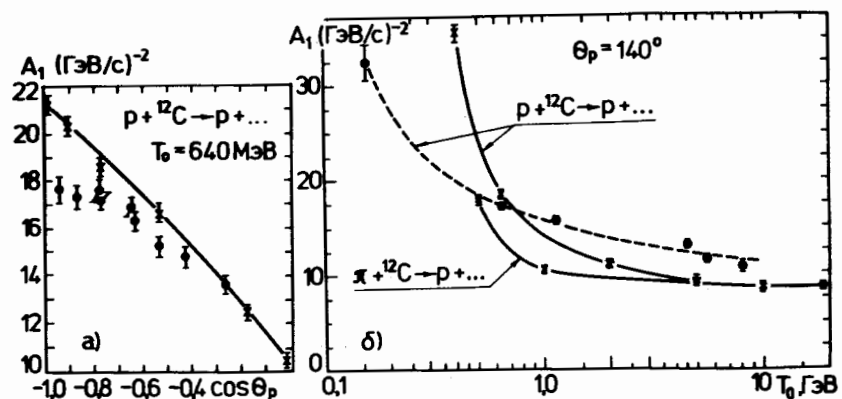


Рис. 2. Угловая /а/ и энергетическая /б/ зависимости A_1 .
 \times - расчет, \bullet - эксперимент /ссылки в /4/ /, $50 \text{ МэВ} < T_p < 150 \text{ МэВ}$.

Спектры протонов вычислялись как сумма $d^3\sigma/d\vec{p}^3 = \sum_{R=2}^{k_{\max}} d^3\sigma/d\vec{p}^3$,

где $d^3\sigma_k/d\vec{p}^3 = (\alpha_{kA}^{FM}/R_k^{FM})(d^3R_k^{FM}/d\vec{p}^3)$. Интеграл фазового объема

R_k^{FM} и его производная находились по рекуррентным кинематическим формулам типа Копылова-Бюклинга-Каянти /см. /9/ / с введением в интеграл фазового объема весовых функций в виде /4/, /5/ и учетом импульсного распределения МНГ в ядре-мишени. Интегрирование проводилось методом Монте-Карло.

Значение параметров R_{c2} и \mathcal{P} подобрано сравнением расчетного спектра с экспериментальным /4/ для реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ при 640 МэВ и $\theta_p = 122^\circ$. На рис. 1 показан результат такого сравнения при $R_c = 0,25 \text{ Фм}$ и $\mathcal{P} = 2,8$. Зафиксировав эти значения, получаем расчетную угловую зависимость A_1 , близкую к экспериментальной /рис. 2а/, и скейлинговый характер энергетической зависимости этого параметра /рис. 2б/. Полученные результаты устойчивы к вариации использованных в расчете параметров:

Параметр x	Принятое значение	$(\Lambda A_0/A_0)/(\Lambda x/x)$	$(\Lambda A_1/A_1)/(\Lambda x/x)$
M_{ex}	0,14 ГэВ	-1,4	-0,7
R_0	1,1 Фм	2,7	-0,4
R_c	1,1 Фм	0,6	-0,2
R_{c2}	0,25 Фм	0,2	0,06
\mathcal{P}	2,81	1	0

Таким образом, инклюзивные данные можно объяснить, используя простые предположения о свойствах ядра и механизме реакции. Результаты слабо зависят от деталей конкретного вида функций /4/ и /5/, так как наблюдаемый спектр является сложной композицией парциальных спектров от МНГ с различным k /рис. 3/. Статистический характер спектров есть следствие большого числа возможностей для эмиссии протона с заданным $\vec{p} / 2 \leq k \leq k_{\max} = 6+8$, распад /3/, фермиевское движение центра масс $[kN]$ -группы/. Определенные каналы /2/ с лидирующим адроном h' могут быть выделены и изучаться в эксклюзивных и полуксклюзивных измерениях /см., например, /10/ /. Если рассеяние /2/ имеет квазидифракционный когерентный характер, следует ожидать, в частности, что угловое распределение h' имеет ширину $\Delta\theta_k = (p_k^* k^{1/3} R_{c2})^{-1}$. Предположение о том, что возбуждение МНГ может быть описано одной и той же функцией для различных ядер и налетающих частиц, может быть проверено экспериментально: распределения по ΔM^{inv} могут быть непосредственно измерены, по крайней мере для легких ядер, в широком круге реакций, сопровождающихся возбуждением малонуклонных групп. Следствием такой универсальности функции возбуждения может явиться, например, однозначная связь между параметрами наклона для спектров быстрых протонов и фрагментов (${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$), испускаемых назад в адрон-ядерных реакциях, либо для спектров быстрых протонов, испускаемых вперед в дейтрон-ядерных соударениях и спектров протонов, испускаемых назад при развале дейтрона нуклонами.

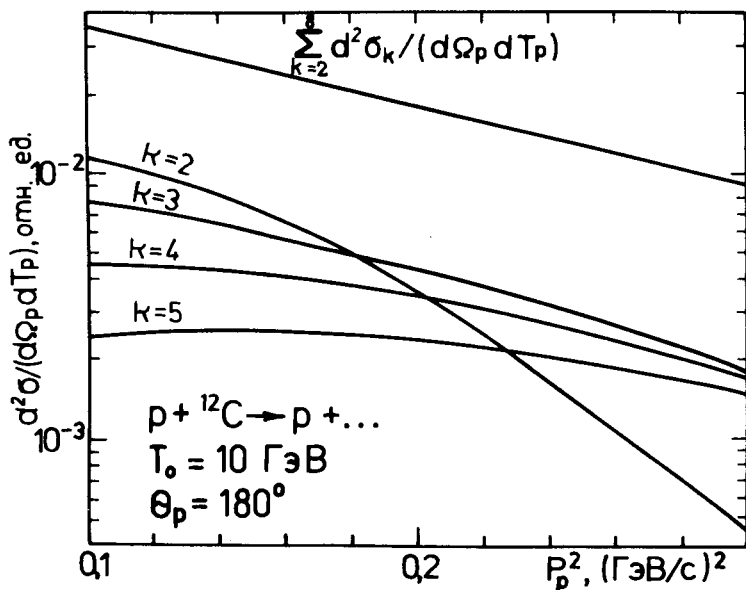


Рис. 3. Компоненты расчетного спектра, различающиеся количеством нуклонов k в малонуклонной группе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг. МИФИ, М., 1975.
2. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
3. Frankel S. et al. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.642.
4. Комаров В.И. и др. Phys. Lett., 1977, 69B, p.37.
5. Франкфурт Л.Л., Стрикман М.И. Труды XIII Школы ЛИЯФ, Л., 1978.
6. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.1435.
7. Vurov V.V. et al. Phys. Lett., 1977, 67B, p.46.
8. Ефремов А.В. ОИЯИ, Е2-9529, Дубна, 1976; Богацкая И.Г. и др. ЯФ, 1978, 27, с.856.
9. Копылов Г.И. ОИЯИ, Е-528, Дубна, 1960; Бюклинг Е., Каянги К. Кинематика элементарных частиц. "Мир", М., 1975.
10. Комаров В.И. и др. ОИЯИ, Е1-9460, Дубна, 1976; ОИЯИ, Е1-11354, Дубна, 1978; Phys.Lett., 1978, 80B, p.30.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1979 года.