

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

В.И.Кожаров, Г.Мюллер<sup>1)</sup>

Эмиссия назад быстрых протонов в адрон-ядерных взаимодействиях описывается простой моделью без привлечения аномально высоких импульсов или плотностей нуклонов в основном состоянии ядра-мишени. Вводится представление об универсальной функции возбуждения малонуклонных групп в ядрах.

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

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

( $E$  и  $p_p$  — энергия и импульс испускаемого назад быстрого протона,  $\sigma_t$  — 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  $T_0$   $A_1 \rightarrow A_1^{as} \approx 10 - 15$  (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 высоким энергиям (например, кваркпартонные механизмы, фибры). Способность многих моделей воспроизводить свойства инклюзивной эмиссии назад быстрых протонов наводит на мысль о содержащейся в этих моделях избыточности для описания инклюзивных данных. 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  $M^{inv}$  ("возбужде-

<sup>1)</sup>Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР.

ние 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) происходит статистическим образом.

2) Относительная вероятность увеличения  $M^{inv}$  на определенную величину  $\Delta M^{inv}$  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  $\Delta M^{inv} \gg 100$  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  $M_{ex}$  — 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  $\Delta(1232)$ -резонанса или рождение пионов), то для параметра  $M_{ex}$  естественно принять значение, равное массе пиона.

3) Процесс (2) имеет квазидифракционный характер, т.е. с ростом  $T_0$  рассеяние  $h$  приближается к дифракционному. (Передаваемый адрону 4-импульс при фиксированном  $\Delta M^{inv}$  стремится с ростом  $T_0$  к соответствующему значению для упругого  $h + [kN]$  рассеяния). Поэтому вероятность рассеяния на угол  $\theta^*$  в СЦМ ( $h + [kN]$ ) 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 ее 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  $\sigma_{hN}$  — 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, принято  $R_c = R_o$ . Для импульсного распределения МНГ в ядре взято гауссовское со стандартом  $\sigma_F(k) = \sqrt{k/2}$  90 МэВ/с. Вторичные взаимодействия  $h$  или  $p$  в ядре не принимались во внимание.

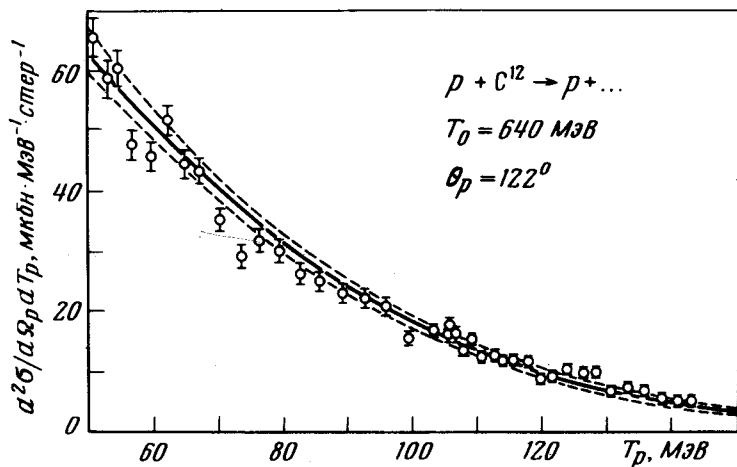


Рис. 1. Энергетический спектр протонов. Кривая с коридором ошибок — расчет, точки — эксперимент [4]

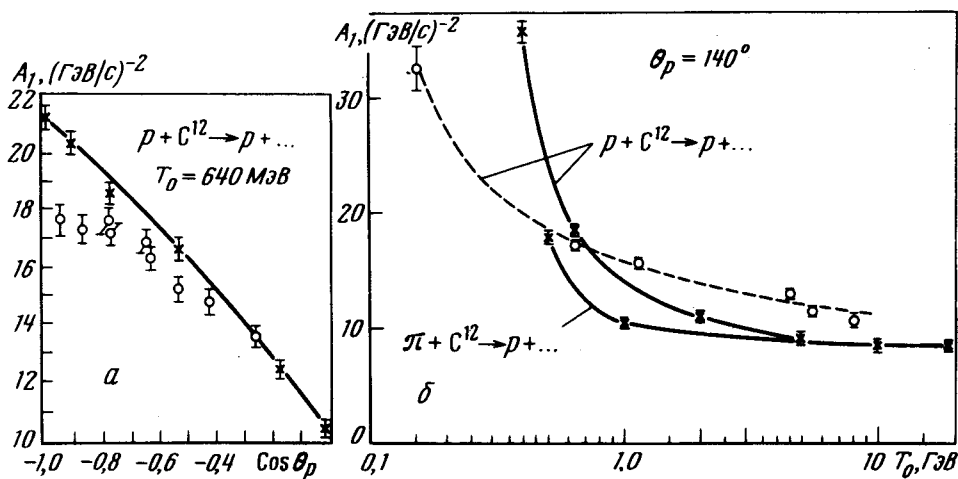


Рис. 2. Угловая (а) и энергетическая (б) зависимость  $A_1$ :  $\times$  — расчет,  $o$  — эксперимент (ссылки в [4]),  $50 \text{ МэВ} < T_p < 150 \text{ МэВ}$

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

где  $d^3\sigma_k/d\mathbf{p}_p = (\sigma_{kA}/R_k^{FM})(d^3R_k^{FM}/d\mathbf{p}_p)$ . Интеграл фазового объема  $R_k^{FM}$  и его производная находились по рекуррентным кинематическим

ким 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  $p + C^{12} \rightarrow p + \dots$  при 640 МэВ и  $\theta_p = 122^\circ$ . На рис. 1 показан результат такого сравнения при  $R_c = 0,25 \Phi$  и  $\mathcal{P} = 2,8$ . Зафиксировав эти значения, получаем расчетную угловую зависимость  $A_1$ , близкую к экспериментальной, (рис. 2, а) и скейлинговый характер энергетической зависимости этого параметра (рис. 2, б). Полученные результаты устойчивы к вариации использованных в расчете параметров:

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

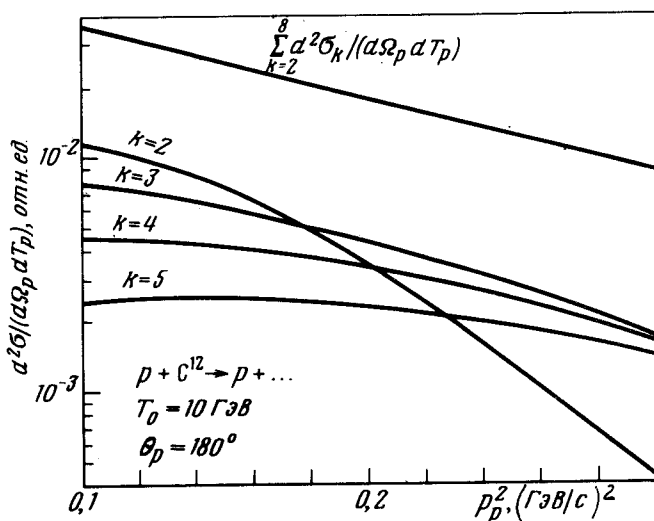


Рис. 3. Компоненты расчетного спектра по количеству  $k$  нуклонов в малонуклонной группе

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  $p_p$  ( $2 \leq k \leq k_{max} = 6 \div 8$ , распад (3), фермиевское движение центра масс  $[kN]$ -группы). Определенные каналы (2) с лидирующим адроном  $h'$  могут быть выделены и изучаться в эксклюзивных и полужексклюзивных измерениях (см., например, [10]). Если рассеяние (2) имеет квазидифракционный когерентный характер, следует ожидать, в частности, что угловое распределение  $h'$  имеет ширину  $\Delta\theta_k \approx (p_k^* k^{1/3} R_{c2})^{-1}$ . Предположение о том, что возбуждение МНГ может быть описано одной и той же функцией для различных ядер и налетающих частиц, проверяемо экспериментально: распределения по  $\Delta M^{inv}$  могут быть непосредственно измерены, по крайней мере, для легких ядер в широком круге реакций, сопровождающихся возбуждением малонуклонных групп. Как следствие такой универсальности функции возбуждения, можно ожидать, например, однозначную связь между параметрами наклона для спектров быстрых протонов и фрагментов ( $H^2, H^3, He^3, He^4$ ), испускаемых назад в адрон-ядерных реакциях, либо для спектров быстрых пионов, испускаемых вперед в дейтон-ядерных соударениях и спектров протонов, испускаемых назад при развале дейтона нуклонами.

Объединенный  
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию  
19 февраля 1979 г.

### Литература

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