

## ЧАСТИЧНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ЯДЕР И УНИВЕРСАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРОТОННЫХ СПЕКТРОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР С ЯДРАМИ

Ю.Б.Иванов, Л.М.Сатаров

На основе модели, учитывающей неполную диссипацию начального относительного импульса нуклонов снаряда и мишени, дается интерпретация универсальных свойств инклюзивных протонных спектров в протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Сравнение с экспериментальными данными указывает на вполне определенный вид тормозной способности ядерного вещества.

Кинематический анализ экспериментальных инклюзивных спектров протонов (ИСП) и составных фрагментов в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях, выполненный в <sup>1</sup>, показал, что эти спектры могут быть представлены в виде суперпозиции вкладов трех квази-максвелловских источников: "медленного" источника в области фрагментации мишени (ОФМ), "быстрого" – в области фрагментации ядра-снаряда и "промежуточного" – в области эффективного фэйрбола. В работах <sup>2</sup> более подробно исследовались свойства медленного протонного источника. Было найдено, что в ОФМ (т.е. при продольных быстротах вторичных протонов близких к начальной скорости мишени, и при сравнительно небольших поперечных импульсах  $x = p_{\perp} / m_N < 1$ , где  $m_N$  – масса нуклона) ИСП обладают некоторыми свойствами универсальности, главным из которых является независимость эффективной температуры медленного источника ( $T \cong 55$  МэВ) от энергии столкновения и комбинации сталкивающихся ядер. Подобные свойства ИСП в протон-ядерных столкновениях уже давно наблюдались и были обобщены под названием "ядерного скейлинга" <sup>3</sup>.

В настоящей работе показывается, что эти эмпирические закономерности в ИСП <sup>1-3</sup> могут быть естественным образом объяснены на основе гипотезы о частичной прозрачности ядер. Более того, эти закономерности указывают на вполне определенный закон торможения быстрого нуклона в ядерной материи.

Мы исходим из модели частичной прозрачности (МЧП), развитой в <sup>4</sup>. Эта модель использует предположение о трубочной геометрии столкновения, при котором инвариантное инклюзивное сечение выхода нуклонов представляется в виде <sup>5</sup>

$$\sigma_{inv}(\mathbf{p}) \cong E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \sigma * \sum_{N_p=1}^{A_p} \sum_{N_t=1}^{A_t} W_p(N_p) W_t(N_t) \varphi(\mathbf{p}, N_p, N_t), \quad (1)$$

где множители  $W_{\alpha}(N_{\alpha})$  имеют смысл эффективного числа трубок в ядре  $\alpha$  <sup>1)</sup>, содержащих  $N_{\alpha}$  нуклонов,  $\sigma^*$  – сечение трубок (параметр модели). Функция  $\varphi(\mathbf{p}, N_p, N_t)$  характеризует импульсное распределение нуклонов двух сталкивающихся трубок после их взаимодействия. В МЧП не предполагается полной остановки вещества сталкивающихся трубок в системе их центра масс. Напротив, мы считаем, что в результате неполного торможения трубок, особенно небольшой длины, происходит пространственное разделение ядерного вещества на два сгустка, относительная скорость ( $V_{rel}$ ) и внутренние энергии на один барион ( $\epsilon_{\alpha}$ ) которых находятся из уравнений временной эволюции <sup>4</sup>. Существенный модельный параметр – длина торможения  $\lambda_T(V_{rel})$ , входящий в эти уравнения, определяет эффективность торможения. Функции  $\varphi(\mathbf{p}, N_p, N_t)$  представляются в виде суперпозиции двух максвелловских распределений, параметры которых определяются средними скоростями и энергиями возбуждения ( $\epsilon_{\alpha} - m_N$ ) трубок после их взаимодействия.

<sup>1)</sup> Индекс  $\alpha = p, t$  указывает на первоначальную принадлежность трубки ядру-снаряду и мишени, соответственно.

Ранее <sup>4</sup> рассматривался простейший вариант введения прозрачности:  $\lambda_T(V_{rel}) = \text{const}$ , но при этом для воспроизведения экспериментальных данных приходилось увеличивать  $\lambda_T$  с увеличением энергии снаряда  $E_{lab}$ . В настоящей работе показывается, что все имеющиеся протонные инклюзивные данные по протон-ядерным <sup>6,7</sup> и ядро-ядерным <sup>2,7,8</sup> реакциям в области энергий  $E_{lab} = 0,5 \div 5$  ГэВ/нукл могут быть воспроизведены единым образом в предположении, что эффективная длина торможения пропорциональна кинетической энергии относительного движения:

$$\lambda_T(V_{rel}) = \lambda_0 [(1 - V_{rel}^2)^{-1/2} - 1]. \quad (2)$$

Более того, такой функциональный вид  $\lambda_T(V_{rel})$  позволяет естественным образом объяснить качественные экспериментальные закономерности, наблюдаемые в ИСП <sup>2,3</sup>. Продемонстрировать это проще всего на примере взаимодействия ядерного снаряда с тонкой ядерной мишенью (типа  ${}^20\text{Ne}$ ), эффективные длины трубок которой  $l_t = N_t / \sigma * n_0$  ( $n_0$  — нормальная ядерная плотность) малы по сравнению с  $\lambda_0$ .

Начнем с протон-ядерных столкновений ( $W_p(1) = 1, A_p = 1$ ). При  $\lambda_T(V_{rel})$  в форме (2) в первом порядке по  $l_t / \lambda_0$  МПЧ дает следующие результаты для быстроты увлечения мишенной трубки  $y_t$  и ее энергии возбуждения ( $\epsilon_t - m_N$ ):

$$\epsilon_t - m_N \cong m_N / \kappa, \quad y_t \cong \frac{1}{\kappa} \text{cth } y_0 / 2, \quad (3)$$

где  $\kappa = n_0 \sigma * \lambda_0$ , а  $y_0$  — начальная быстрота снаряда. При  $y_0 \gg 1$  вклад лидирующего протона в  $\sigma_{inv}$  сосредоточен вблизи больших значений быстрот  $y \sim y_0$ , поэтому в ОФМ им можно пренебречь. Как видно из (3),  $(\epsilon_t - m_N)$  и  $y_t$  не зависят от  $N_t$ . Это означает, что зависимость от  $N_t$  входит в  $\varphi(p, 1, N_t)$  лишь через нормировочный фактор, пропорциональный

$N_t$ . Используя в (1) соотношение:  $\sum_{N_t=1}^{A_t} N_t W_t(N_t) = A_t$ , и пренебрегая на время возбуж-

дением  $\Delta$ -резонансов и рождением  $\pi$ -мезонов, в ОФМ можно записать следующее выражение для ИСП:

$$\sigma_{inv}(p) \propto A_t \sigma * E_t(p) \exp\{-E_t(p) / T_t\}, \quad (4)$$

где  $E_t(p) = m_N \sqrt{1 + x^2} \text{ch}(y - y_t)$  — энергия вторичного протона в системе отсчета движущейся с быстротой  $y_t$ ,  $T_t \cong 2/3 (\epsilon_t - m_N)$  — эффективная температура. Таким образом, в согласии с экспериментальными данными мы получаем, что ИСП в ОФМ имеет универсальную максвелловскую форму с температурой, независимой от  $E_{lab}$ . Быстрота медленного источника  $y_t$  падает с увеличением  $E_{lab}$ , постепенно выходя на асимптотику:  $y_t \cong \kappa^{-1}$ . Именно такое поведение параметров медленного источника наблюдается экспериментально. Асимптотический выход на режим полного ядерного скейлинга <sup>3</sup> объясняется в нашем подходе асимптотическим поведением:  $y_t \rightarrow \kappa^{-1}$ .

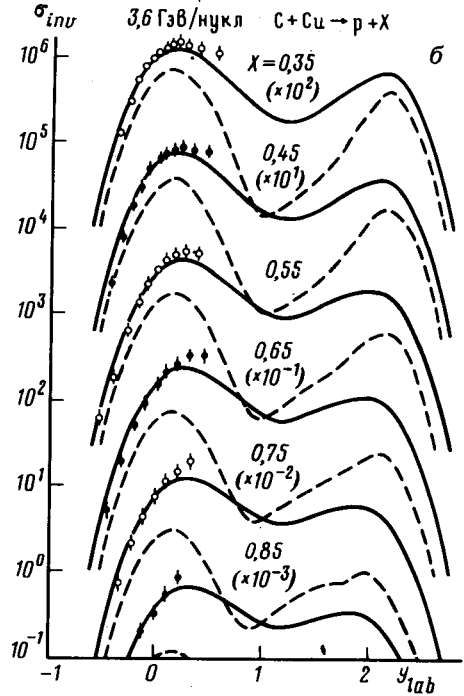
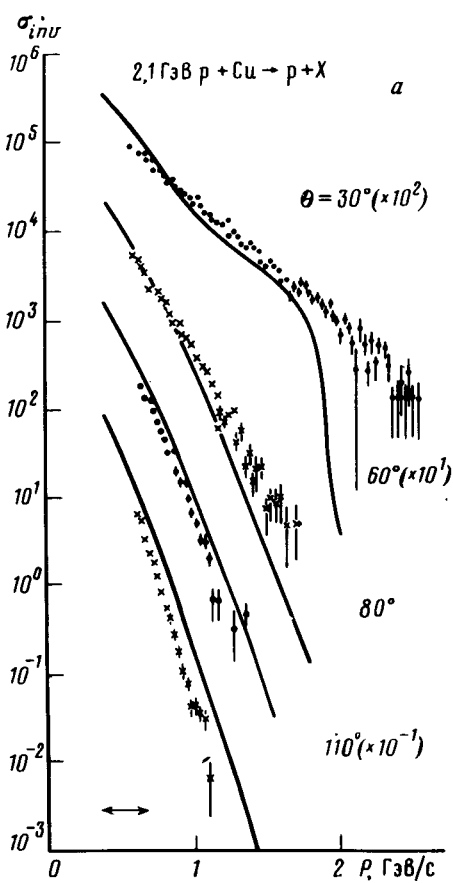
В случае высокоэнергетических ядро-ядерных столкновений  $\sigma_{inv}$  в ОФМ в основном определяется соударениями периферических трубок снаряда, содержащих один нуклон, с более плотными областями мишени. Это вызывается рядом причин геометрического и кинематического характера. Прежде всего, прямой расчет <sup>1)</sup> показывает, что геометрические факторы  $W(N)$  даже для наиболее тяжелых ядер максимальны при  $N = 1$ . Это обусловлено большим вкладом диффузных хвостов распределений ядерной плотности. Кроме того, быстрота увлечения трубки мишени увеличивается с ростом  $N_p$ , поэтому функции  $\varphi(p, N_p, N_t)$  при  $N_p \geq 2$  центрированы вблизи больших значений быстрот, чем при  $N_p = 1$ . Все это приводит к тому, что в ОФМ  $\sigma_{inv}$  в основном определяется вкладом слагаемого в (1), пропорциональ-

<sup>1)</sup> При вычислении  $W(N)$  использовались экспериментальные ядерные распределения зарядовой плотности.

ного  $W_p(1)$ :

$$\sigma_{inv}(p) \approx \sigma^* W_p(1) \sum_{N_t=1}^{A_t} W_t(N_t) \varphi(p, 1, N_t), \quad (5)$$

для которого остается в силе все рассмотрение, проведенное для протон-ядерных реакций. Таким образом, универсальные свойства сечений ядро-ядерных столкновений в нашей модели объясняются универсальностью вклада соответствующих нуклон-ядерных соударений.



Инвариантные сечения выхода протонов (в мбн·с<sup>3</sup>/ГэВ<sup>2</sup>) в реакциях: а -  $p + {}^{64}\text{Cu}$  при  $E_{lab} = 2,1$  ГэВ,  $P$  - импульс протона в лаб. системе; б -  ${}^{12}\text{C} + {}^{64}\text{Cu}$  при  $E_{lab} = 3,6$  ГэВ/нукл., сплошная кривая - инклюзивное сечение, пунктир - вклад событий с  $N_p$  или  $N_t = 1$ . Точки - экспериментальные данные.

Были рассчитаны ИСП для протон-ядерных реакций:  $p + \text{C}$ ,  $p + \text{Cu}$  и  $p + \text{Pb}$ , при  $E_{lab} = 0,43 \div 5,1$  ГэВ, а также для ядро-ядерных реакций при  $E_{lab} = 0,4; 0,8; 2,1$  и  $3,6$  ГэВ/нукл., для которых известны экспериментальные ИСП. В расчетах, также как и ранее<sup>4</sup>, учитывалось рождение  $\Delta$ -изобар и  $\pi$ -мезонов, а также поправки, связанные с ограниченностью фазового пространства конечных состояний вторичных протонов и с вылетом составных фрагментов. Найдено, что ИСП во всех рассмотренных реакциях наилучшим образом воспроизводятся при  $\lambda_0 = 13 \Phi$ . На рисунке демонстрируется типичная степень воспроизведения экспериментальных данных.

Уравнения МЧП приводят к следующему закону торможения быстрого нуклона в ядерной среде:

$$\frac{dE_p}{dz} = - \frac{E_p}{\lambda_T(V_{rel})}, \quad \frac{d(\epsilon_p - m_N)}{dz} = \frac{m_N}{\lambda_0} - \frac{\epsilon_p - m_N}{\lambda_T(V_{rel})}, \quad (6)$$

где  $z$  - расстояние, пройденное снарядом в системе покоя среды,  $E_p = \epsilon_p \text{ ch } y_p \approx m_N$  - полная энергия снаряда (без энергии покоя),  $\epsilon_p$  включает в себя поперечную массу и внутреннюю

энергию возбуждения (в  $\Delta$ -изобарное состояние),  $V_{rel} = \text{th } y_p$ . На начальной стадии торможения ( $z \ll \lambda_0$ )  $\epsilon_p \cong m_N$  поэтому потеря энергии на единицу пути снаряда практически постоянна:  $dE_p/dz \cong -m_N/\lambda_0$ . При  $z \sim \lambda_0$   $\epsilon_p$  заметно возрастает, а с ней возрастают и энергетические потери.

Авторы выражают благодарность И.Н.Мишустину за стимулирующие дискуссии, С.Т.Беляеву, Д.П.Гречухину и В.И.Манько за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Manko V.I., Nagamiya S. Nucl. Phys., 1982, A384, 475.
2. Adyasevich B.P. et al. Phys. Lett., 1984, 142B, 245; Preprint IAE-3951/2, 1984.
3. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. Препринт ИТЭФ-124, 1983.
4. Иванов Ю.Б., Мишустин И.Н., Сатаров Л.М. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 400; Nucl. Phys., 1985, A433, 713.
5. Knoll J., Randrup J. Nucl. Phys., 1979, A324, 445.
6. Баюков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-148, 1983.
7. Moeller E. et al. Report LBL-12257, 1981.
8. Nagamiya S. et al. Phys. Rev. C, 1981, 24, 971.