

ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ ПРОТОНАМИ НА ЯДРАХ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Ф.Ф.Губер, М.В.Казарновский, В.А.Краснов,
А.Б.Курепин, В.И.Назарук, А.И.Решетин,
Ю.К.Акимов, И.И.Гайсак, С.И.Мерзляков,
К.О.Оганесян, Е.А.Пасюк, С.Ю.Пороховой.*

Результаты измерений инклюзивного рождения π^+ -мезонов протонами на ядрах углерода и меди при энергии 240 МэВ, т. е. ниже порога рождения на свободном нуклоне, удовлетворительно описываются расчетами, выполненными на основе импульсного приближения с искаженными волнами.

Процесс рождения пионов протонами при энергиях действующих мезонных фабрик 600 — 800 МэВ детально исследован экспериментально и теоретически [1 — 4]. Показано, что определяющим механизмом является образование Δ_{33} -изобары при столкновении налетающего нуклона с нуклонами ядра и ее последующий распад с испусканием пиона [4]. В то же время, при более низких энергиях можно ожидать проявления интересных коллективных явлений, например, образование связанных состояний изобары в ядре или состояний типа дибарионных. При энергиях ниже порога мезонообразования на свободных нуклонах сечение рождения пионов полностью определяется эффектами взаимодействия нуклонов в ядре. Тем не менее, вследствие резкого падения выхода пионов с уменьшением энергии протонов инклюзивные спектры пионов были измерены только в нескольких точках при энергии выше 340 МэВ [5, 6]. Мы не обсуждаем здесь многочисленные работы по исследованию (p, π) реакции на ядрах, поскольку в этом случае ядро остается в основном или в слабозбужденном состоянии, в то время

как инклюзивные спектры связаны главным образом с высокоэнергетическими возбуждениями. Очевидно, что при поиске каких-либо новых видов возбуждений в процессе рождения пионов необходимо сначала попытаться выделить вклад образования пионов в простейшей модели ядра в виде вырожденного ферми-газа нуклонов. Настоящая работа является попыткой экспериментального и теоретического изучения инклюзивного рождения пионов на ядрах углерода и меди при энергиях протонов 240 — 500 МэВ.

Измерения были проведены на протонном пучке синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Для идентификации π^+ -мезонов и измерения их энергии была использована система двумерного анализа время пролета — энергия на основе тонких сцинтилляционных счетчиков и детектора полного поглощения. Вследствие наложения на спектр пионов интенсивных неупруго рассеянных протонов, испытывавших ядерное взаимодействие с материалом детектора, спектры пионов со стороны низких энергий ограничены величиной 30 МэВ. Как следует из экстраполяции литературных данных [5] примесь π^- -мезонов в спектре составляет не более 10%. При определении двойных дифференциальных сечений по данным измерений учитывались поправки на распад пионов, на дополнительное выделение энергии от мюона, образовавшегося при распаде пиона в детекторе, на неупругое ядерное взаимодействие пиона с веществом детектора. Мониторинг пучка протонов проводился путем регистрации сцинтилляционным телескопом протонов, рассеянных на счетчике, помещенном в пучок. Калибровка системы была проведена при пониженной интенсивности и активационном методом с помощью реакции $^{12}\text{C}(p, pn) ^{11}\text{C}(\beta^+)$ в полистироле при регистрации позитронов методом β - γ -совпадений. Точность измерения потока протонов составляла около 10%. Более полное описание эксперимента будет опубликовано.

Результаты измерений инклюзивных спектров π^+ -мезонов при энергии протонов 240 ± 6 МэВ приведены на рис. 1. Измерена также зависимость от энергии дифференциального сечения рождения пионов на меди (при энергии пионов больше 30 МэВ) в интервале энергий 240 — 500 МэВ (рис. 2). Плавный вид кривой свидетельствует об отсутствии каких-либо резонансных возбуждений с шириной в несколько десятков МэВ. Однако, представляет интерес проведение измерений с лучшим разрешением по энергии и в большом числе точек по энергии.

При теоретическом расчете ядро описывалось моделью вырожденного ферми-газа с плотностью $\rho(r)$ в форме Вудса — Саксона. Волновые функции падающего протона и пиона брались в эйкональном приближении. Для оптического протон-ядерного потенциала использовалось выражение

$$U_p(r) = V_p(r) + iW_p(r), \quad V_p(r) = \epsilon_F(r) + B, \quad (1)$$

$$W_p(r) = -\frac{p}{2m} \rho(r) \sigma_t \left[1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F(r)}{\epsilon_F(r) + E_p + B} \right], \quad (2)$$

где m , p , E_p — масса, импульс и кинетическая энергия падающего протона; B , $\epsilon_F(r)$ — энергия связи и энергия Ферми ядра; σ_t — среднее полное сечение взаимодействия протона с нуклоном ядра.

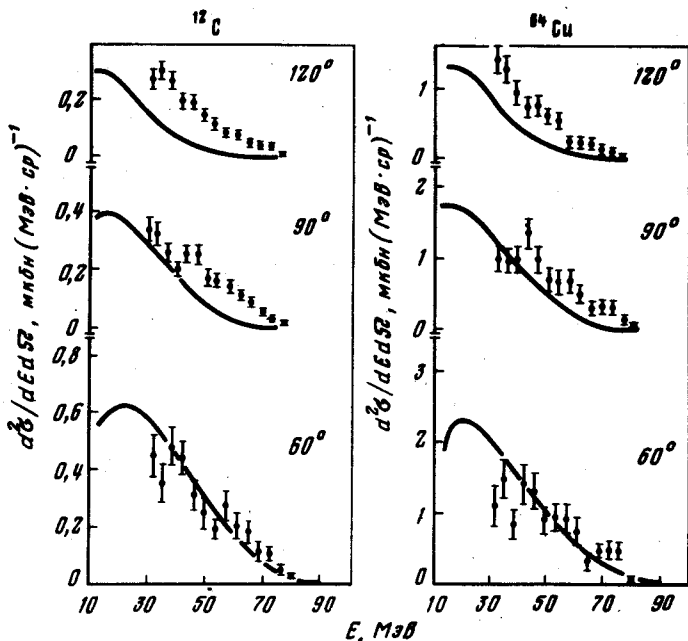


Рис.1. Сравнение теоретических кривых и экспериментальных данных для рождения π^+ -мезонов протонами с энергией 240 МэВ на ядрах углерода и меди

Пион-ядерный оптический потенциал брался в виде $V(r) = -q(r) - \nabla a(r) \nabla$. Параметры потенциала находились по известным фазам пион-нуклонного рассеяния с учетом эффектов второго порядка [7]. Для описания кулоновского взаимодействия использовался потенциал однородно-заряженного шара $V_c(r)$. При энергиях $T_\pi \leq 70$ МэВ основной вклад в мнимую часть потенциала дает парное поглощение [8] поэтому перерассеянием пионов пренебрегалось.

Амплитуда рождения пионов на ядре выражалась в импульсном приближении через T -матрицы на массовой поверхности для вакуумных подпроцессов $pN \rightarrow NN\pi^+$, $pp \rightarrow d\pi^+$. Элементы T -матрицы реакций считались постоянными (что в околороговой области согласуется с экспериментом) и были найдены путем обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов [9]. Кроме того, пренебрегалось интерференцией пионных волн идущих от различных точек ядра. Тогда сечение рождения пионов на ядре удается получить в следующем виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \int dr \rho(r) \left[1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F(r)}{\epsilon_F(r) + E_p + B} \right] \exp \left\{ \int_0^\infty dz \left[\frac{2m}{p} W_p \left(r - \frac{p}{p} z \right) + \right. \right.$$

$$+ \frac{1}{k} \operatorname{Im} v_k \left(r + \frac{k}{k} z \right) \left. \right\} \overline{d^2 \sigma(r) / dE d\Omega}, \quad (3)$$

$$v_k(r) = \frac{2EV_0(r) - V_c^2(r) + k^2 a(r) + q(r)}{1 + a(r)}. \quad (4)$$

Здесь k , E — импульс и энергия пиона, $\overline{d^2 \sigma(r) / dE d\Omega}$ — сечение рождения пиона на внутриядерных нуклонах, усредненное по их импульсному распределению в точке r . Соответствующие формулы приведены в работе [9].

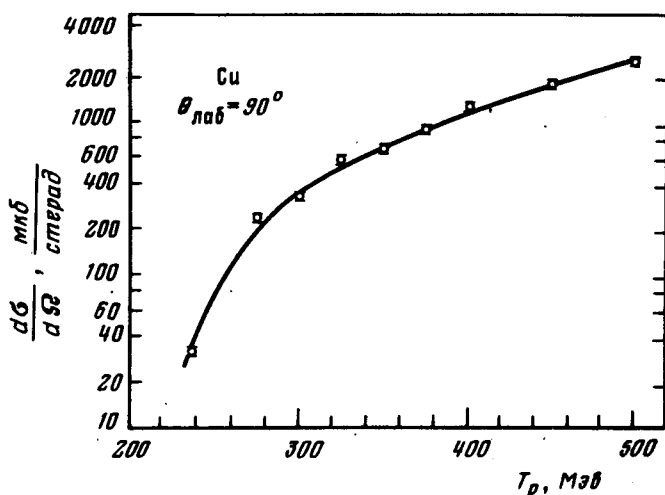


Рис.2. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений рождения пионов на меди при угле 90° . Сплошная кривая проведена по экспериментальным точкам

На рис. 1 приведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Наблюдается качественное согласие при углах 60° и 90° для двух элементов. При угле 120° имеется расхождение, которое, по-видимому, можно объяснить как неучтенными корреляциями нуклонов в ядрах и эффектами перерассеяния пионов, так и приближенностью используемой модели. В целом, по-видимому, полученные результаты указывают на то, что инклюзивное сечение рождения пионов на ядрах при энергиях протонов ниже порога рождения на свободном нуклоне может быть удовлетворительно описано в рамках простой модели импульсного распределения нуклонов в ядре.

Авторы выражают признательность В.П.Джелепову и В.М.Лобашеву за внимание к работе.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 апреля 1980 г.

Объединенный институт ядерных исследований

Литература

- [1] D.R.F.Cochran et al. Phys. Rev., D6, 3085, 1972.
 - [2] E.Heer et al. Proc. of the Williamsburg Conf. on Intermediate Energy Physics., 1966, p. 277.
 - [3] J.F.Crawford et al. SIN Newsletters, 12, 37, 1979.
 - [4] M.M.Sternheim, R.R.Silbar. Phys. Rev., D6, 3117, 1972.
 - [5] Г.Бете, Ф.Гофман, Мезоны и поля. М., ИИЛ, 1957 стр. 386.
 - [6] D.Bryman et al. AIP Conf. Proc. on Meson-Nuclear Physics, 33, 264, 1976.
 - [7] M.Ericson, T.E.O.Ericson. Ann. Phys., 36, 323, 1966.
 - [8] K.Stricker et al. Phys. Rev., C19, 929, 1979.
 - [9] А.С.Ильинов, М.В. Казарновский, В.И.Назарук. Труды всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", Москва, 1979, стр. 23.
-