

ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ИНВАРИАНТНЫХ СЕЧЕНИЯХ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

*В.Г. Антоненко, А.А. Виноградов, В.М. Галицкий,
Ю.И. Григорьян, М.С. Ипполитов, К.В. Караджев,
Е.А. Кузьмин, В.И. Манько, А.А. Оглоблин,
В.В. Парамонов, А.А. Цветков*

В работе обсуждаются результаты анализа данных инклюзивных экспериментов по взаимодействию ядер He^4 и C^{12} с энергией 3,6 ГэВ/нуклон с ядрами свинца. Обнаружены некоторые преимущественные направления вылета частиц: 67° в случае He^4 , 55° – в случае C^{12} . Показано, что релятивистски инвариантные сечения испускания вторичных протонов описываются выражением, представляющим собой произведение двух экспоненциальных множителей.

В настоящей статье мы сообщаем результаты анализа экспериментальных данных по взаимодействию релятивистских ядер He^4 и C^{12} с ядрами свинца, с помощью которого были обнаружены некоторые закономерности.

Эксперименты были выполнены на синхрофазотроне в г. Дубне [1–3]. Использовались выведенные пучки ядер He^4 и C^{12} с энергией 3,6 ГэВ/нуклон. Детали эксперимента и методика анализа первичных данных описаны в работе [3]. Были найдены релятивистски инвариантные сечения.

Релятивистски инвариантное сечение, σ_{inv} рассматривалось как

$$\text{функция двух переменных, быстроты, } y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel} c}{E - p_{\parallel} c}$$

и поперечного импульса (в безразмерных единицах), $x = p_{\perp} / mc$. Здесь E – полная энергия частицы, $p_{\parallel} = p \cos \theta$, $p_{\perp} = p \sin \theta$, где p – импульс, а θ – угол вылета в лабораторной системе. Контурная карта, изображающая зависимость инвариантного сечения испускания протонов при взаимодействии $\text{He}^4 + \text{Pb}$ от этих переменных, представлена на рис. 1. Пунктирными линиями показаны границы исследованной в эксперименте области на плоскости (y, x) . Глядя на этот рисунок, можно отметить одну характерную особенность, связанную с положением максимумов кривых, соответствующих постоянному уровню сечения. Все эти точки ложатся на линию, отвечающую одному и тому же углу вылета, а именно $\theta_0 \approx 67^\circ$ (штриховая линия). Указанная особенность проявляется более четко, если представить угловые зависимости $\sigma_{inv}(x, \theta)$ при фиксированных значениях поперечного импульса, X . Они показаны на рис. 2. Видно, что при всех значениях X , кривые имеют максимум при угле 67° .

Ту же характерную особенность обнаруживают и инвариантные сечения в исследованном нами случае $C^{12} + Pb$. Для него максимумы кривых ложатся на линию, соответствующую углу вылета $\theta_0 \approx 55^\circ$.

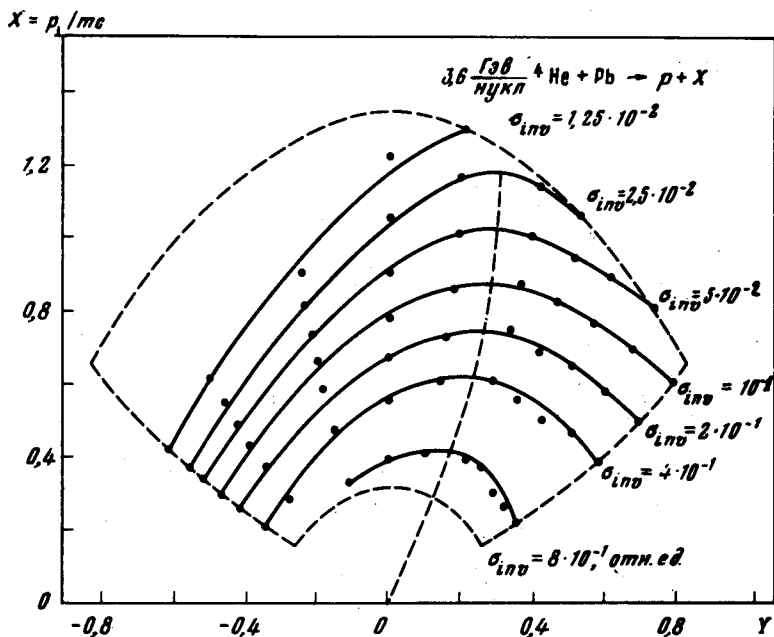


Рис. 1. Уровни разных релятивистски инвариантных сечений на плоскости переменных (γ, x)

Чтобы проверить насколько общий характер имеет, обнаруженная закономерность мы использовали контурные карты релятивистски инвариантных сечений испускания протонов при взаимодействии ионов Ne^{20} и Ar^{40} с энергией 800 МэВ/нуклон с Pb, опубликованные в работах [4, 5]. На этих картах можно четко увидеть ту же закономерность — точки максимумов на кривых постоянного уровня σ_{inv} ложатся на линии, отвечающие некоторым фиксированным значениям угла вылета: в случае неона $\theta_0 \approx 55^\circ$, а в случае аргона $\theta_0 \approx 50^\circ$.

Т. е. можно сделать вывод, о том, что при взаимодействии релятивистских ядер с тяжелыми ядрами имеется некоторое выделенное направление испускания нуклонов. Угол преимущественного направления вылета, по-видимому, прежде всего зависит от размера налетающей частицы.

Прежде всего были проанализированы зависимости $\sigma_{inv}^{(max)}(X)$. Оказалось, что в обоих случаях они хорошо описываются формулой

$$\sigma_{inv}^{(max)}(p_{\perp}) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{(p_{\perp} c)^2 + (m_N c^2)^2} - m_N c^2}{T_{\perp}^{(0)}}\right), \quad (1)$$

где m_N — масса нуклона.

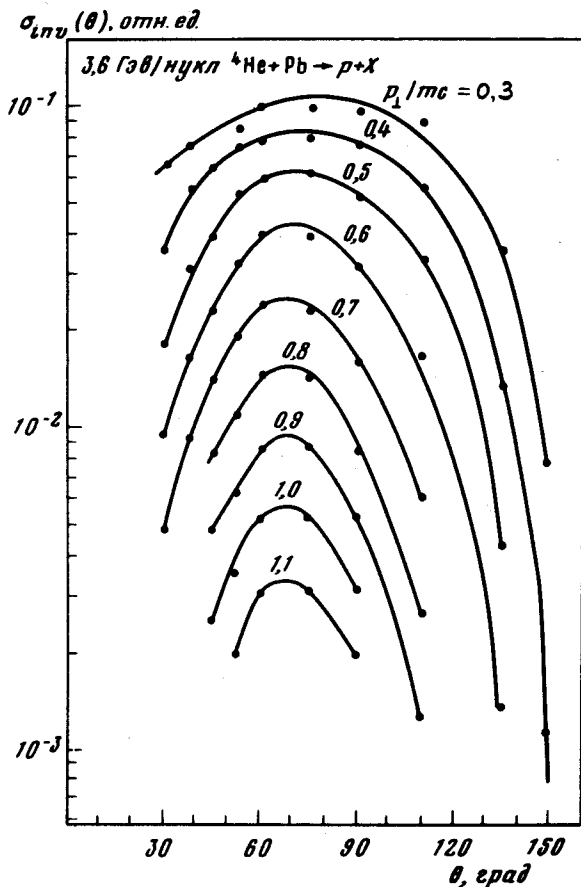


Рис. 2. Зависимость инвариантного сечения от угла наблюдения при фиксированных значениях поперечного импульса

Результат, подобный последнему, был получен ранее в работе [4] для различных случаев ядро-ядерных взаимодействий при энергии 800 МэВ/нуклон. Отметим здесь, что в обоих наших случаях значения констант $T_{\perp}^{(0)}$ получились близкими друг к другу (~ 120 МэВ). Они существенно превышают значения, найденные в работе [4] (~ 70 МэВ). Сравнение всех данных показывает, что, по-видимому, эти константы определяются прежде всего энергиями налетающих частиц. Далее были рассмотрены зависимости отношения $\frac{\sigma_{inv}(x, \theta)}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)}$ от разности $\theta - \theta_0$.

Из рис. 2 видно, что ширина кривых растет с уменьшением X , поэтому эта функция может быть универсальной функцией не от изменения угла, а от комбинации вида $X(\theta - \theta_0)$. Естественной физической величиной такого вида является $\frac{\Delta p_{\perp}}{mc} = X(\text{ctg } \theta - \text{ctg } \theta_0)$ — отклонение

параллельной компоненты импульса от ее значения при угле θ_0 . Зависимость $\sigma_{inv} / \sigma_{inv}^{(max)}$ от $\Delta p_{\perp} / mc$ при всех значениях X представлена для случая $\text{He}^4 + \text{Pb}$ на рис. 3, а. Из него видно, что экспериментальные точки ложатся на некоторую единую кривую. В широком интерва-

ле Δp_{\parallel} она симметрична относительно нуля. При $\left| \frac{\Delta p_{\parallel}}{mc} \right| \gtrsim 0,2$ за-

висимость $\ln \frac{\sigma_{inv}(x, \Delta p_{\parallel})}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)}$ от Δp_{\parallel} близка к прямой. При $\left| \frac{\Delta p_{\parallel}}{mc} \right| \rightarrow 0$

она, по-видимому, приближается к прямой, параллельной оси абсцисс. При сравнительно больших отрицательных значениях $\Delta p_{\parallel}/mc$ ($\lesssim -0,5$)

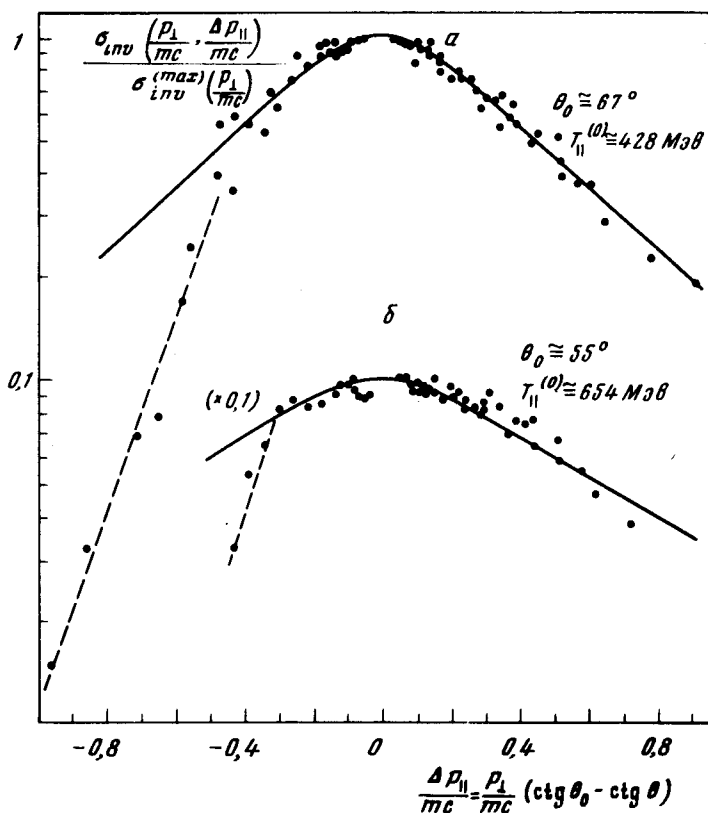


Рис. 6. Зависимость инвариантного сечения от Δp_{\parallel} : а — для случая ${}^4\text{He} + \text{Pb}$; б — для случая ${}^{12}\text{C} + \text{Pb}$. Энергия пучков 3,6 ГэВ/нукл. Сплошные кривые представляют результат расчета в соответствии с (2) с указанными значениями параметров

наблюдается резкое изменение ее характера — зависимость становится гораздо более крутой. В области $\Delta p_{\parallel}/mc \gtrsim 0,5$ характер зависимости $\frac{\sigma_{inv}(X, \Delta p_{\parallel})}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)}$ от Δp_{\parallel} напоминает экспоненту, в показателе ко-

торой стоит кинетическая энергия частицы с импульсом Δp_{\parallel} и с массой $\lesssim 0,2m_N$. Естественно было попробовать взять массу π -мезона. Поэтому мы попытались воспроизвести экспериментальные данные фор-

мулой вида

$$\frac{\sigma_{inv}(X, \Delta p_{\parallel})}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)} = \exp\left(-\frac{\sqrt{(\Delta p_{\parallel} c)^2 + (m_{\pi} c^2)^2} - m_{\pi} c^2}{T_{\parallel}^{(\circ)}}\right), \quad (2)$$

где m_{π} — масса пиона, а $T_{\parallel}^{(\circ)}$ — некоторая константа. Сплошная линия на рис. 3,а представляет результат расчета по (1). Она превосходно описывает экспериментальные данные при всех значениях углов и поперечных импульсов, которым соответствуют значения $\Delta p_{\parallel}/mc \gtrsim -0,5$.

В случае взаимодействия $C^{12} + Pp$ наблюдается аналогичная картина (рис. 3,б). Отношения $\frac{\sigma_{inv}(X, \Delta p_{\parallel})}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)}$ зависят только от величины Δp_{\parallel} и эта зависимость очень хорошо воспроизводится формулой (2) в области $\Delta p_{\parallel}/mc \gtrsim -0,3$, но с другими значениями параметров θ_0 и $T_{\parallel}^{(\circ)}$. Отметим здесь, что удивительным образом, в обоих случаях (с точностью $\sim 10\%$, с которой определяются из имеющихся данных все константы) величины $T_{\parallel}^{(\circ)}$ связаны с углами преимущественного испускания соотношением $T_{\parallel}^{(\circ)} = m_N c^2 \operatorname{ctg} \theta_0$, а константы, характеризующие крутой спад в области сравнительно больших отрицательных Δp_{\parallel} , совпадают с массой π -мезона (штриховая линия на рис. 3). Не смотря на возможные вариации величин параметров в пределах указанной точности, представляется разумным, что если найденные формулы типа (2) имеют физический смысл, в них должны входить массы каких-то реальных частиц.

Комбинируя результаты анализа величин $\frac{\sigma_{inv}(X, \Delta p_{\parallel})}{\sigma_{inv}^{(max)}(X)}$ и $\sigma_{inv}^{(max)}(X)$,

можно сделать вывод, что наши экспериментальные данные очень хорошо воспроизводятся следующим выражением:

$$\sigma_{inv}(p, \theta) = \sigma_0 f_1(p_{\perp}) f_2(\Delta p_{\parallel}). \quad (3)$$

В частности, функция $f_1(p_{\perp})$ определяется формулой (2), а функция $f_2(\Delta p_{\parallel})$ в области значений переменных p и θ , соответствующей $\Delta p_{\parallel}/mc \gtrsim -0,5$ определяется выражением (2), а в области $\Delta p_{\parallel}/mc \lesssim -0,5$ представляет собой более крутую, экспоненциально спадающую с увеличением $|\Delta p_{\parallel}|$ величину. Таким образом релятивистски инвариантное сечение может быть представлено в виде произведения двух множителей что, по-видимому, указывает на стадийность процесса.

Чтобы прояснить смысл найденных закономерностей, требуются широкие теоретические и экспериментальные исследования. Большой интерес представляют исследования при существенно меньших энергиях удастся и в частности, ниже порога рождения π -мезона. Возможно тогда установить, случайны ли совпадения найденных констант с массами пиона или нуклона, а также существование некоторого преимущественного направления коллективного движения нуклонов в процессе ядроядерного взаимодействия при больших энергиях, что может быть связано с образованием ударной волны.

В заключение, авторы выражают свою благодарность А.М.Балдину за внимание к работе и полезные обсуждения, И.Н.Семенюшкину, Л.Р.Макарову, И.Б.Иссинскому и С.А.Новикову за помощь в организации и проведении экспериментов в Дубне и всему персоналу синхрофазотрона за обеспечение его четкой работы.

Поступила в редакцию
29 августа 1979 г.

Литература

- [1] В.Г.Антоненко, В.М.Галицкий, Ю.И.Григорьян, М.С.Ипполитов, К.В.Караджев, Е.А.Кузьмин, В.И.Манько, А.А.Оглоблин, Г.Б.Янчков. Письма в ЖЭТФ, 28, 609, 1978.
 - [2] В.Г.Антоненко, А.А.Виноградов, В.М.Галицкий, Ю.И.Григорьян, М.С.Ипполитов, К.В.Караджев, Е.А.Кузьмин, В.И.Манько, А.А.Нерсисян, А.А.Оглоблин, В.В.Парамонов, А.А.Цветков. Письма в ЖЭТФ, 29, 103, 1970.
 - [3] В.Г.Антоненко, А.А.Виноградов, В.М.Галицкий, Ю.И.Григорьян, М.С.Ипполитов, К.В.Караджев, Е.А.Кузьмин, А.А.Курашов, В.И.Манько, А.А.Оглоблин, В.В.Парамонов, А.А.Цветков, Г.Б.Янчков. Препринт ИАЭ-3109, М., 1979.
 - [4] S.Nagamiya, I.Tanihata, S.Schnitzer, L.Anderson, W.Brükner, O.Chamberlain, G.Shapiro, H.Steiner. Preprint LBL- 6770, Berkeley, 1977.
 - [5] S.Nagamiya, L.Anderson, W.Brükner, O.Chamberlain, M.-C.Lemaire, S.Schnitzer, G.Shapiro, H.Steiner, I.Tanihata. Phys. Rev. Lett., 81B, 147, 1979.
-