Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 6, стр. 348 – 352 *20 марта 1976 г.*

МНОГОКРАТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ, ЗАПРЕЩЕННОЙ ПО КИНЕМАТИКЕ ДЛЯ NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.Б.Копелиович

Выяснен характер зависимости сечения образования протонов на ядре A частицами высокой энергии от угла вылета $\theta(1 \lesssim \theta < \pi)$ и импульса протона k ($k \gtrsim 2 \div 3$ *Гэв/с*) за счет многократных перерассеяний на нуклонах ядра. Показано, что в области $k > 2Am_N/\theta^2$ перерассеяния несущественны.

Закономерности образования протонов и мезонов на ядрах в области, запрещенной по кинематике для NN-взаимодействия, в последнее время привлекают все большее внимание в связи с надеждой получить новую информацию о структуре ядер [1 – 5]. В то же время, вылетающая частица может попасть в запрещенную область в результате перерассеяний на отдельных нуклонах ядра, — т. е. процесса, в котором существенны большие расстояния между нуклонами. В [6] было показано для случая образования π-мезонов на дейтроне, что процесс с перерассеянием π-мезонов (так же как и протона в начальном состоянии) существенен при $k_{\pi\perp} \neq 0$.

В настоящей работе рассмотрено образование протонов на тяжелых ядрах в области, где существенны большие кратности взаимодействия $n \gtrsim \theta^2$, θ – угол вылета протона ($1 \lesssim \theta < \pi$). Как видно из дальнейшего, это условие означает $k \gtrsim 2 - 3$ $Гэв/с$. Ограничение на размер ядра, связанное с тем, что нуклон должен испытать достаточное число перерассеяний, имеет вид $R > l_0 n/\theta$, l_0 – длина пробега в ядерном веществе, т. е. $A > (4 r_0^2 n/\theta\sigma_{pp}^{tot})^3$, $R = A^{1/3} r_0$. Для $\theta = \pi$ это условие начинает выполняться при $A \sim 100$. При меньших A необходимо учитывать геометрические факторы, приводящие к уменьшению вероятности перерассеяний. Рассматриваемый процесс происходит следующим образом: налетающая частица (протон для определенности) большой энергии ($E >> k$) рождает на одном из нуклонов ядра нуклон конечной энергии, зависящей лишь от k и θ, который затем испытывает последовательные перерассеяния на других нуклонах ядра. Можно показать, что максимальный импульс в направлении θ после n перерассеяний на неподвижных нуклонах

$$k_n^{max} = \frac{2m\zeta \cos^n(\theta/n)}{1 - \zeta^2 \cos^{2n}(\theta/n)} \qquad (1)$$

и достигается, если в каждом акте происходит рассеяние на угол $\sim\theta/n$. $\zeta^2 = (E - m)/E + m)$, m – масса нуклона. Приближенно, $k_n^{max}(\theta) \approx 2mn/\theta^2$, что уже при $n = 4$, $\theta = \pi$ лишь на 30% завышает точное значение k_n^{max}. Из этого выражения следует, что вклады от процессов с перерассеянием имеют характерный провал при $\theta \sim \pi$, а при $k > k_A = 2mA/\theta^2$ перерассеяния существенны лишь при учете движения нуклонов в ядре, поэтому измерение сечения в этой области действительно дало бы нетривиальную информацию о структуре ядра. При $E = 6$ $Гэв$ $k_A = 1{,}6$ $Гэв/с$ и 1 $Гэв/с$ для C^{12} и Li^7. При не слишком больших k ($k \lesssim 5$ $Гэв/с$) процессы диссоциации мало существенны во всех актах взаимодействия, кроме первого.

Вычисление вклада процесса n-й кратности в функцию $f = \omega(d^3\sigma/d^3k)$ произведем квазиклассически, т. е. считая, что входит произведение вероятностей взаимодействия с каждым из нуклонов. При достаточно большом n вычисления можно существенно упростить, вынеся значение сечения $(d\sigma/dt)_i$ в точке s_i, t_i, соответствующей рассеянию на угол θ/n: $s_i = 4m^2n^2/\theta^2(i-1)$, $t_i \approx 4m^2n^2/\theta^2 i(i-1)$, $1 < i \leqslant n$. После этого вычисление сведется к расчету фазового объема $\Phi \sim \dfrac{1}{\sqrt{n}(n-2)!} \times$ $\times \left[\dfrac{\pi}{\sqrt{2}} \dfrac{\theta^2}{n^2}(n - n_0)\right]^{n-2}$, $n_0 = \dfrac{k\theta^2}{2m}$. Ответ для вклада процесса n-й кратности f_n зависит от параметризации сечения рассеяния. Выберем параметризацию в форме $\left.\dfrac{d\sigma}{dt}\right|_{pp} \approx \dfrac{C_0}{s^a t^\beta}$, $\left.\omega\dfrac{d^3\sigma}{d^3k}\right|_{pp\to p\ldots} \approx C_1 \dfrac{e^{-bk_\perp}}{1-x}$, где, согласно [8], $a \approx 7$, $\beta \approx 5$. Тогда при $n \sim 5 \div 15$ можно представить f_n в следующей форме, удобной для дальнейшего анализа:

$$f_n \approx \pi R^2 C B^{n-1}(\theta) n^D (n - n_0)^{n-2} \frac{\ln E/m}{n^{(a+1)n}}, \qquad (2)$$

где $\ln B \approx 12{,}5$ при $\theta = \pi$ и ~ -8 при $\theta = \pi/2$; $D = \frac{3}{2}a + 2\beta + 1$; C выражается через C_1 и b: $C = \frac{C_1}{\sigma_{pp}^{tot}} \exp\left[-a\frac{\theta^2}{4} - \frac{2mb}{\theta}\right](2\pi)^{\frac{a-3}{2} + \beta}$.

Выражение (2) легко просуммировать по n, записав $n = n_0(1 + \lambda)$ и считая λ малой величиной. При этом

$$f_n \approx \pi R^2 C \frac{B^{n_0 - 1} n_0^{D-2}}{n_0^{an_0}} e^{-\phi\lambda} \lambda^{n_0 - 2} \ln\frac{E}{m},$$

$$\phi = n_0 [a(\ln n_0 + 1) - \ln B + 1] - D. \qquad (3)$$

Условия, при которых можно представить f_n в форме (3), таковы: $\lambda^2 D/2 < 1$, $\lambda^2 a n_0/2 < 1$. Когда эти условия начинают не выполняться, анализ носит лишь качественный характер.

Выражение (3) имеет максимум при $\lambda^{max} = (n_0 - 2)/\phi$. С ростом k $\lambda^{max} \to \frac{1}{a(\ln n_0 + 1)}$, т. е. оптимальная кратность взаимодействия, $n = n_0(1 + \lambda^{max})$, слабо отличается от $n_0 = k\theta^2/2m$ – необходимой по кинематике. При небольших n, когда $an_0 \ln n_0 \sim D$, λ^{max} возрастает. Это означает (в особенности при учете фермиевского движения, см. ниже), что при меньших n необходимо учитывать кратности взаимодействия, существенно большие, чем та, которая необходима кинематически. (3) легко проинтегрировать по n, при этом получим

$$f \approx \pi R^2 C \frac{B^{n_0 - 1} n_0^{D-1} \Gamma(n_0 - 1)}{n_0^{a n_0} \phi^{n_0 - 1}} \ln\frac{E}{m}, \quad \Gamma - \text{гамма-функция}. \qquad (4)$$

При $an_0(\ln n_0 + 1) >> D$,

$$f \approx \pi R^2 C \frac{(B/ea)^{n_0 - 1} n_0^{(D - 0,5)}}{n_0^{a n_0} (\ln n_0 + 1)^{n_0 - 1}} \ln\frac{E}{m}. \qquad (5)$$

Фермиевское движение (ФД) нуклонов в ядре учтем, считая что распределение нуклонов по импульсам имеет резкую границу: $\rho(\mathbf{p}) = \frac{3}{4\pi p_F^2}\theta(p_F - p)$. Влияние ФД приводит к тому, что кинематические границы расширяются следующим образом: $k_n^{max}(\theta) = \frac{2mn}{\theta^2}(1+\gamma)$, $\gamma = \frac{p_F}{2m}\left(\theta + \frac{1}{\theta}\right)$, $n_0 \to n_F = \frac{k\theta^2}{2m(1+\gamma)}$, причем эта граница достигается лишь в том случае, если каждый из нуклонов, на котором происходило рассеяние, имел импульс $p = p_F$ в определенном направлении. Можно получить простой ответ для функции f_n с учетом ФД при достаточно большой кратности n. В выражении (4) нужно произвести замену $B \to B_F \approx \approx B\frac{(m\theta)^2(1+\gamma)^3 e^{3/\theta}}{2(3p_F)^2}$, $C \to C_F$, $\phi \to \phi_F = n_F[a(\ln n_F + 1) - \ln B_F + 3] - D$, $\Gamma(n_0 - 1) \to \Gamma(3n_F - 1)$, $\phi^{n_0 - 1} \to \phi_F^{3n_F - 1}$.

Соответственно, $\lambda_F^{max} = (3n_F - 2)/\phi_F$, т. е. при учете ФД оптимальная кратность сдвигается по сравнению с n_F в большую сторону. Этот результат имеет смысл, конечно, при $1 + \lambda_F^{max} \lesssim (1+\gamma)(1+\lambda^{max})$, поскольку учет ФД приводит к тому, что при данных k и θ становятся существенными меньшие значения n.

Таким образом, наиболее быстро меняющиеся факторы в сечении образования протонов на ядрах имеют вид

$$\left[B'(\theta)\left(\frac{2m(1+\gamma)}{k\theta^2}\right)^a\right]^{k\theta^2/2m(1+\gamma)}\left(\frac{k\theta^2}{2m}\right)^D,$$

т. е. определяются поведением сечения упругого pN-рассеяния.

Для эффективного наклона $\Lambda = -\partial \ln f/\partial k^2$, получим следующее выражение:

$$\Lambda \approx \frac{\theta^2}{4mk}\left[a\left(\ln\frac{k\theta^2}{2m} + 1\right) - \ln\frac{B(\theta)}{ea}\right] - \frac{D}{2k^2}, \qquad (7)$$

что приводит при $k^2 = 1\ (Гэв/c)^2$ (вне области применимости!) к величинам нужного масштаба. Сравнение с экспериментом выражения (7) можно производить по меньшей мере при $k \gtrsim 2$ *Гэв/с* и с учетом геометрических факторов вида $\int^{\theta R/l_0} e^{-l}\frac{l^{n-1}dl}{(n-1)!}$, существенных для легких ядер и приводящих к более сильной зависимости от A, чем $f \sim A^{2/3}$.

В [7] было показано, что при малых импульсах, $k \lesssim 0{,}5$ *Гэв/с* двукратное взаимодействие дает вклад, в несколько раз меньший, чем экспериментальное сечение. Вывод о необходимости учета уже при малых k взаимодействий с $n \gtrsim 3-4$ подтверждается тем, что величина λ возрастает с уменьшением k.

Развитый метод позволяет численно рассчитать f и при $n < k\theta^2/2m(1+\gamma)$, когда простое выражение (5) не имеет места. Ограничение на n снизу связано с тем, что при малых n нельзя выносить из интеграла сечение рассеяния в фиксированной точке s_i, t_i.

Полученные закономерности справедливы при произвольных частицах в пучке и в конечном состоянии, меняются лишь некоторые детали кинематики процесса.

Я благодарен Л.А.Кондратюку, Г.А.Лексину, Л.Л.Франкфурту, М.Г.Рыскину, М.И.Стрикману за обсуждения и критические замечания.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 января 1976 г.

Литература

[1] Ю.Д.Баюков и др. Изв. АН СССР, серия физич., 30, 521, 1966; Письма в ЖЭТФ, 21, 461, 1975; ЯФ, 18, 1246, 1973.

[2] А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973; 18, 1246, 1973; 21, 461, 1975.

[3] J.Papp et al. Phys. Rev. Lett., 34, 601, 1975.

[4] Г.А.Лексин. Ядерный скейлинг. Лекции школы МИФИ, Москва 1975 г.

[5] Г.А.Лобов, В.Е.Маркушин, В.В.Соловьев, И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 23, 118, 1976; Л.Л.Франкфурт, М.И.Стрикман. Препринт ЛИЯФ №173, 1975.

[6] Л.А.Кондратюк, В.Б.Копелиович. Письма в ЖЭТФ, 21, 88, 1975.

[7] В.Б.Копелиович. Доклад на 4-м международном семинаре по проблемам физики высоких энергий, 5 – 11 июня 1975 г.

[8] R.Blankenbecler. Lect. Notes Physics, 32, 1, 1975.