

bution of the field over some limited zone of the plane in the antenna range area, and the subsequent reconstruction of the spectrum of initial plane waves allows one to obtain reliable data on the scattering (reflective) properties of the range and to utilize it in antenna tests. Main relationships for the calculation of parameters of the planned experiment are given.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 214—217 (1987)

УДК 539.12.17

О СВЯЗИ МЕЖДУ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ МИШЕНИ И КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ВЫХОДА НА РЕЖИМ ПРЕДЕЛЬНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

К. Ш. ЕГИЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 1 июня 1986 г.)

Показана связь между критической энергией, при которой наступает режим предельной фрагментации, и массой эффективной мишени. Применение этой связи показывает, что в процессе рождения кумулятивных протонов на ядрах масса эффективной мишени больше или порядка двух масс нуклонов.

Согласно гипотезе предельной фрагментации (ГПФ) [1] выход инклюзивного рождения частицы c в реакции

$$a + b \rightarrow c + X \quad (1)$$

становится не зависящим от первичной энергии при $s \rightarrow \infty$ и $p_{c\parallel} = \text{const}$, где s — полная инвариантная энергия. В случае столкновения элементарных частиц (a и b), как известно [2], ГПФ наступает уже при критической энергии $E_k^a \simeq 10\text{--}20$ ГэВ. Возникает вопрос: меняется ли критическая энергия, когда фрагментирует не элементарная частица, а более сложное образование, как, например, ядро или часть ядра как целое? Такие процессы в настоящее время интенсивно изучаются. Хорошим примером может служить процесс рождения кумулятивных частиц, являющихся, по всей вероятности, фрагментами ядерных многонуклонных образований.

Ответ на поставленный вопрос можно получить, используя гипотезу [2] корреляционной длины (ГКД), согласно которой если в реакции типа (1) разница быстрот двух частиц значительно превышает некоторую корреляционную длину L в пространстве быстрот, то между этими частицами нет корреляции, т. е. рождение одной частицы не зависит от параметров другой. В частности, выход частицы c в реакции (1) не должен зависеть от параметров падающей частицы a , если $|y_a - y_c| \gg L$, и от параметров эффективных мишеней, если $y_c \gg L$ (в системе покоя мишени $y_b = 0$).

Для более конкретных рассуждений рассмотрим диаграмму y -распределения для процесса (1) (см. рис. 1). ГКД означает [2], что если полная длина Y этого распределения больше, чем L ($Y \gg L$), то фрагменты

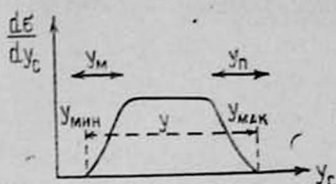


Рис. 1. Гипотетическая y -зависимость сечения реакции (1). Области y_m и y_n соответствуют областям фрагментации соответственно мишени и падающей частицы.

мишени, для которых y_c находится в области y_m , рождаются независимо от правого конца распределения (область y_n). И наоборот, фрагменты падающей частицы, для которых y_c находится в области y_n , рождаются независимо от левого конца распределения. При дальнейшем увеличении Y эта независимость становится справедливой и в центральной части.

Таким образом, предельная фрагментация наступает, если $Y \gg L$ (но не $|y_a - y_b| \gg L$ [3]). В работе [2] было получено выражение

$$Y = \ln s / \mu_c^2, \quad \mu_c^2 = m_c^2 + p_{c\perp}^2. \quad (2)$$

Из (2) в приближении $s = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a \approx 2m_b E_a$ и в предположении о существовании универсальной длины L получаем

$$E_k = (\mu_c^2 / m_b) e^Y, \quad Y \gg L. \quad (3)$$

Соотношение (3) позволяет сделать следующие выводы [4].

1. Если рассмотреть процесс (1) как на сложной мишени, так и на нуклоне, то критическая энергия, при которой начинается режим предельной фрагментации, в первом случае уменьшается во столько раз, во сколько раз сложная мишень тяжелее нуклона.

2. С другой стороны, если экспериментально найдено значение критической энергии для данного процесса (для данного μ_c), то на основе (3) можно оценить массу эффективной мишени, на которой родилась инклюзивная частица c .

В работе [5] показано, что в процессе рождения кумулятивных нуклонов в адрон-ядерных столкновениях в случае легких ядер, в которых число взаимодействий первичного адрона не больше 1, $E_k \approx 2 - 3$ ГэВ. В тяжелых ядрах, очевидно, E_k увеличивается в $\nu = A \sigma_t^h N / \sigma_t^h A$ раз. В случае первичных γ -квантов ситуация более однозначна: как для легких, так и для тяжелых ядер $\nu = 1$. На рис. 2а [6] приведены экспериментальные данные зависимости суммы нормированных на $\sigma_t^{\gamma A}$ сечений образования кумулятивных фотопротонов на ядрах ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn и ^{208}Pb в области $E_\gamma = 2 - 4,5$ ГэВ. На рис. 2б приведена зависимость того же сечения для ядра ^{12}C в области 0,5—4,5 ГэВ [6—8]. Из приведенных данных следует, что для первичных γ -квантов также $E_k^I \approx 2 - 3$ ГэВ.

Пользуясь соотношением (3), можно оценить эффективную массу той мишени, которая фрагментировала в кумулятивные протоны. Оценки показывают, что при $Y = L = 2$ $m_b \approx 2$ ГэВ (при $Y > L = 2$ $m_b > 2$ ГэВ), что хорошо согласуется с выводами наиболее распространенной в настоящее время модели малонуклонных корреляций [9].

Нужно отметить, что подробные экспериментальные данные о выходе на режим предельной фрагментации для кумулятивных частиц фактически отсутствуют. Чрезвычайно важно, например, экспериментально найти E_x для кумулятивных протонов и π -мезонов при фиксированном m_b . Это воз-

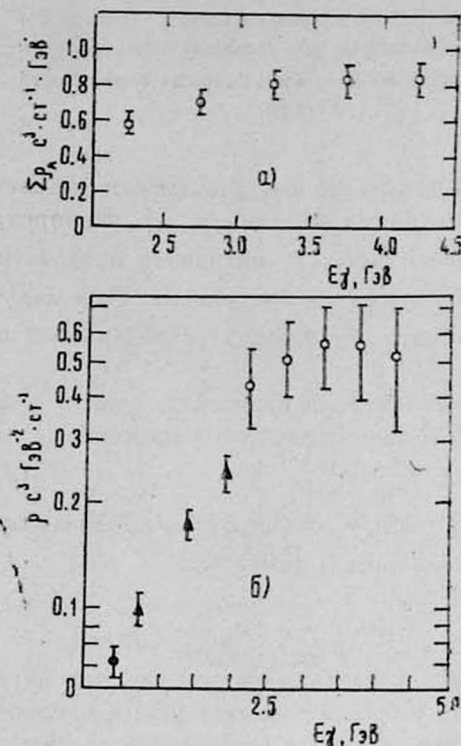


Рис. 2. Зависимость нормированного на σ_i^A сечения кумулятивных фотопротонов от энергии первичных γ -квантов при $P_p = 0,53$ ГэВ/с и $\theta_p = 120^\circ$: а) суммарные данные для ядер ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn , ^{208}Pb ; б) данные лишь для ^{12}C ; ● — работа [7], ▲ — [8], ○ — наши данные.

можно, например, для ядер дейтерия, где точно известно, что $m_b = 2$. Тогда из (3) следует, что режим предельной фрагментации должен наступить значительно раньше для кумулятивных π -мезонов, чем для кумулятивных протонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Benecke J. et al. Phys. Rev., 188, 2159 (1969).
2. Frazer W. R. et al. Rev. Mod. Phys., 44, 284 (1972).
3. Балдин А. М. ЭЧАЯ, 8, 429 (1977).
4. Егян К. Ш. Препринт ЕФИ—837 (64)—85, Ереван, 1985.
5. Баяков Ю. Д. и др. ЯФ, 18, 1246 (1973).
Баяков Ю. Д. и др. ЯФ, 19, 1266 (1974).
6. Егян К. Ш. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 421 (1981).
7. Авакян Р. О. и др. Препринт ЕФИ—424 (31)—80, Ереван, 1980.
8. Baba K. et al. Phys. Lett., 113B, 454 (1982).
9. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. ЯФ, 29, 490 (1979).

ԹԻՐԱԽԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԶԱՆԳՎԱՍԻ ԵՎ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ
ՋՐԱԳՄԵՆՏԱՅԻԱՅԻ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԿԱՊԻ ՄԱՍԻՆ

Կ. Շ. ԵՂԻՑԱՆ

Հոգվածում ցույց է տրված սահմանային ֆրագմենտացիայի կրիտիկական էներգիայի և թիրախի էֆեկտիվ զանգվածի միջև եղած կապը: Այդ կապի օգտագործման միջոցով ցույց է տրված, որ միջուկների վրա կոմպլյաստիվ պրոտոնների ծնման պրոցեսում էֆեկտիվ թիրախի զանգվածը մեծ կամ հավասար է երկու նուկլոնային զանգվածի:

ON THE RELATION BETWEEN THE EFFECTIVE TARGET MASS
AND THE LIMITING FRAGMENTATION ENERGY

K. SH. EGIYAN

The relation between the limiting fragmentation energy and the mass of effective target is shown. The utilization of this relation in cumulative photopion production shows that in this process the mass of the effective target is greater than or is of the order of two nucleon mass.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 217—220 (1987)

УДК 535.37;621

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА СИСТЕМУ
АТОМОВ, СВЯЗАННЫХ ИНДУКТИВНО-РЕЗОНАНСНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н. Ш. БАДАНЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 апреля 1986 г.)

Рассматривается воздействие лазерного излучения на упрощенную систему донор-акцепторных атомов, связанных индуктивно-резонансным взаимодействием. Исследуется спектральный состав интенсивного излучения. Полученные результаты можно использовать для исследования и интерпретации спектров кристаллических систем и атомарных газов.

Взаимодействие атомов, находящихся в сильном поле, впервые было учтено в работах [1, 2], где исследовалась флуоресценция от двух одинаковых атомов, связанных диполь-дипольным взаимодействием (ДДВ). Частота поля накачки ω_n совпадала с частотой атомного перехода. Однако во многих экспериментальных ситуациях индуктивно-резонансным взаимодействием могут связываться донор-акцепторные подсистемы атомов, частоты которых в общем случае не совпадают с ω_n . Следует также учесть, что благодаря большой интенсивности лазерного излучения и близости к ре-