

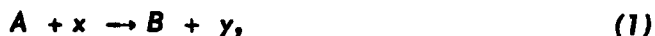
ВНУТРЕННЕЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ МЕХАНИЗМА БИНАРНЫХ ПРЯМЫХ РЕАКЦИЙ

Э.И.Дубовой, И.С.Шапиро

В работах [1,2] (см. также [3]) показано, что движущиеся особенности амплитуд трехчастичных прямых реакций могут быть использованы для экспериментальной идентификации механизма процесса. Этой возможности нет в случае бинарных реакций и поэтому установление их механизма оказывается задачей более сложной.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы обратить внимание на метод установления механизма реакции по экстремумам в энергетическом спектре γ -квантов внутреннего тормозного излучения. Суть дела сводится к тому, что разность фаз интерферирующих электромагнитных волн, испущенных начальными и конечными частицами, зависит от длительности реакции и, следовательно, от ее механизма [4]. Этот последний, в свою очередь, определяется расположением и характером особых точек амплитуды процесса. Связь между положением особых точек и длительностью реакции проявляется в том, что по мере приближения кинематических переменных к особой точке длительность реакции увеличивается. По указанным причинам в энергетическом спектре фотонов внутреннего тормозного излучения должны наблюдаться иррегулярности, положение которых определяется местонахождением особенностей амплитуды реакции, а поведение спектральной кривой вблизи этих точек – характером особенностей.

Мы рассмотрим механизм бинарной реакции



отвечающей треугольной диаграмме (рис.1).

Амплитуде процесса внутреннего тормозного излучения



соответствует сумма диаграмм типа рис.2,*а* и 2,*б*, описывающих испускание кванта начальными, конечными и виртуальными частицами. Если амплитуды виртуальных реакций, составляющих механизм процесса (1), зависят от импульсов, то необходимо учесть также испускание фото-

нов из вершин диаграммы на рис.1. Мы будем считать, однако, что иррегулярности в спектре тормозных фотонов этого происхождения не совпадают с экстремумами спектра, отвечающего диаграммам рис.2,а и 2,б. Тогда вблизи этих экстремумов можно аппроксимировать вклад в амплитуду процесса (2) от испускания фотонов из вершин некоторой, вообще говоря, комплексной константой.

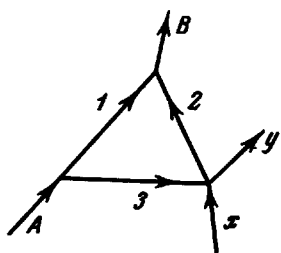


Рис. 1. Треугольная диаграмма бинарной реакции $A + x \rightarrow B + y$

Амплитуда диаграммы I имеет две особенности по переменной $\omega = -E_B - P_B^2/2m_B$, где P_B и E_B — импульс и кинетическая энергия ядра B , m_B — его масса (если B находится на массовой поверхности).

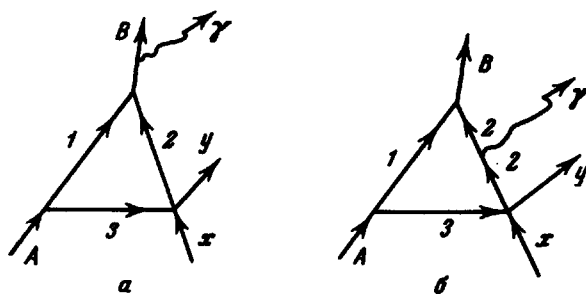


Рис. 2. Два типа диаграмм процесса внутреннего тормозного излучения

сти, как это имеет место в реакции (1), то $\omega = 0$). Одна из этих особенностей — корневая — отвечает нормальному порогу:

$$\omega_0 = \epsilon_B \quad (3)$$

где $\epsilon_B = m_1 + m_2 - m_B$ (m_1, m_2 — массы виртуальных частиц 1,2; мы считаем здесь и везде в дальнейшем $\hbar = c = 1$). Вторая особенность —

логарифмическая. Ее положение (ω_L) зависит от значения передаваемого импульса, точнее от переменной

$$t = 2(m_x - m_y)(E_x - E_y) - (P_x - P_y)^2. \quad (4)$$

где P , E и m — импульсы, кинетические энергии и массы частиц x и y . При этом

$$\text{Re } \omega_L = \epsilon \frac{m_B}{m_A} \frac{m_3}{m_2} (\lambda - \xi + 1). \quad (5)$$

Здесь

$$\epsilon = m_1 + m_3 - m_A. \quad (6)$$

$$\lambda = -\frac{m_1}{m_3} \frac{2(m_x - m_y)Q + t}{2m_B \epsilon}, \quad (7)$$

$$\xi = -\frac{m_2}{m_3} \frac{m_A}{m_B} \frac{\epsilon_B}{\epsilon}, \quad (8)$$

$$Q = m_A + m_x - m_B - m_y; \quad (9)$$

Вернемся теперь к процессу внутреннего тормозного излучения (2). Как упоминалось выше, вычисление показывает, что спектр тормозных фотонов имеет иррегулярности в точках

$$\omega_\gamma = \omega_0 \quad \text{и} \quad \omega_\gamma = \text{Re } \omega_L \quad (10)$$

(ω_γ — энергия фотона). Вблизи ω_0 дифференциальное сечение $(d\sigma/dt)_\gamma$ процесса (2) имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\gamma = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right) \frac{d\omega_\gamma}{\omega_\gamma} \{a + b \sqrt{|\omega_\gamma - \epsilon_B|}\}, \quad (11)$$

где $(d\sigma/dt)$ — дифференциальное сечение реакции (1),

$$b = \frac{1}{2} b_0 [(1 + \eta) \cos \phi + (1 - \eta) \sin \phi], \quad \eta = \frac{(\omega_\gamma - \epsilon_B)}{(\omega_\gamma - \epsilon_B)} \quad (12)$$

и a , b_0 и ϕ — функции переменной t . Из-за громоздкости формул, мы не приводим здесь явных выражений для этих функций. В точке ω_0 спектр тормозных фотонов имеет угловую точку — "касп", в которой интенсивность достигает максимума, минимума или испытывает скачок в зависимости от того в какой четверти круга лежит значение фазы ϕ . Этот касп проявляется тем резче, чем меньше значение λ (см. формулу (7)). Экспериментальное обнаружение каспа даст возможность измерить величину ϵ_B и установить тем самым массы виртуальных частиц.

Ширина экстремума в точке ω_L определяется величиной ϵ . Общий характер спектральной кривой в окрестности ω_L аналогичен описанному в [2] поведению сечения трехчастичной реакции и определяется членом в амплитуде, который имеет вид:

$$f_{\Delta}(a, \xi, \lambda) = \frac{i}{\sqrt{-\lambda}} \ln \frac{\sqrt{a} + \sqrt{-\xi} + \sqrt{-\lambda}}{\sqrt{a} + \sqrt{-\xi} - \sqrt{-\lambda}}. \quad (13)$$

Для трехчастичных реакций рассмотренных в [2], $a = 1$. В сечение тормозного излучения кроме этого входят значения f_{Δ} при $a = \xi + \omega_{\gamma} m_A m_2 / (\epsilon m_B m_3)$.

Экстремум в точке ω_L , отвечающий логарифмической особенности, будет, в соответствии с (5), перемещаться при изменении переменной t . Наличие в спектре тормозного излучения такого движущегося экстремума может служить хорошим опознавательным признаком механизма реакции (1).

Подробное изложение приведенных выше результатов предполагается опубликовать в развернутой статье (см. также [5]).

Поступило в редакцию
29 июля 1968 г.

Литература

- [1] Э.И.Дубовой, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 51, 1251, 1956.
- [2] Э.И.Дубовой, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 53, 1395, 1967.
- [3] И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.
- [4] H. Feshbach, D.R. Yennie. Nucl. Phys., 37, 150, 1962.
- [5] Э.И.Дубовой. Диссертация ФИАН.