Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 11, стр. 753 – 754. *5 декабря 1974 г.*

ОБ ОДНОМ АНАЛИТИЧЕСКОМ СВОЙСТВЕ АМПЛИТУД РЕАКЦИЙ С ОБРАЗОВАНИЕМ ТРЕХ ЧАСТИЦ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

А.И.Базь, С.П.Меркурьев

Описываются особенности трехчастичной амплитуды рассеяния ($2 \to 3$) при условии, что двухчастичные подсистемы имеют резонансные состояния.

Рассмотрим систему трех нерелятивистских бесспиновых частиц a_i ($i = 1, 2, 3$), взаимодействующих друг с другом посредством потенциалов $v_{ij}(|r_{ij}|)$ с конечным радиусом действия. Пусть потенциалы таковы, что у каждой (а, возможно, и не у каждой) пары частиц a_i, a_j ($ij \equiv a$) кроме связанного состояния есть и одно резонансное состояние (для простоты, s-состояние), характеризуемое комплексной энергией $\left(\epsilon_{a0} - i\frac{\Gamma_a}{2}\right)$ с $\epsilon_{a0} > 0$. Ниже будут приведены результаты исследования влияния этих резонансов на аналитические свойства амплитуды A_a-реакции, в которой при столкновении связанного состояния ($a_i + a_j$) пары частиц a_i и a_j с третьей частицей происходит полный развал

$$(a_i + a_j) + a_e \to a_1 + a_2 + a_3. \tag{1}$$

Будем использовать три пары $\{k_a, p_a\}$ якобиевых импульсов, где, например, k_{12} – это относительный импульс пары a_1 и a_2, а p_{12} – импульс частицы a_3 (все в ц.и.). Соответствующую пару приведенных масс обозначим через m_{12} и μ_{12}, так что кинетическая энергия $E = \frac{k_{12}^2}{2m_{12}} + \frac{p_{12}^2}{2\mu_{12}}$.

Амплитуда A_a является функцией относительных импульсов частиц в конечном состоянии, причем можно пользоваться любой парой $\{k_\beta, p_\beta\}$, так как все три пары линейно выражаются друг через друга. Кроме того, конечно, A_a зависит от относительного импульса p_a' сталкивающихся частиц: $A_a = A_a(k_\beta, p_\beta | p_a')$. Амплитуда нормируется таким образом, что дифференциальное сечение реакции (1) есть:

$$\frac{d^3\sigma}{d\hat{k}_\beta \, d\hat{p}_\beta \, d\epsilon_a} = \frac{\sqrt{\epsilon_a(E - \epsilon_a)}}{p_a'} m_a (2\pi)^4 | A_a(k_\beta; p_\beta | p_a') |^2. \tag{2}$$

Здесь $\hat{k}$, $\hat{p}$ – единичные вектора по направлениям k и p, ϵ_a – относительная энергия пары a $\left(\epsilon_a = \frac{k_a^2}{2m_a}\right)$, а E – полная энергия.

Рассматриваемая система может быть исследована с помощью уравнений Фаддеева. Довольно громоздкое доказательство, которого мы здесь проводить не будем, показывает, что если у системы нет трехтельного резонанса, то двухчастичные резонансы приводят к следующему общему виду амплитуды:

$$A_\alpha(k_\beta,\ p_\beta \mid p'_\alpha) = \sum_\gamma \left\{ \frac{A_{\alpha\gamma}}{\epsilon_\gamma - \left(\epsilon_{\gamma_0} - i\dfrac{\Gamma_\gamma}{2}\right)} + \tilde{A}_{\alpha\gamma} \right\}. \tag{3}$$

Здесь $A_{\alpha\gamma}$ и $\tilde{A}_{\alpha\gamma}$ – ограниченные, плавно меняющиеся функции импульсов k_γ и p_γ. Никаких новых особенностей, кроме полюсных, в амплитуде A_α не возникает. Это довольно неожиданный результат, так как можно было бы ожидать, что совокупность двухчастичных резонансов может привести к возникновению в амплитудах A_α более сложных особенностей, чем простые полюса по парным энергиям.

Так как сечение (2) пропорционально квадрату, то сечение содержит не только резонансные части, но и все возможные перекрестные члены. В результате сечение может иметь весьма прихотливую форму, особенно когда возможно перекрытие особенностей. Отметим одно обстоятельство, которое может оказаться полезным при анализе экспериментальных сечений. Проинтегрированное по углам $\hat{k}_\beta$ и $\hat{p}_\beta$ сечение (2) содержит только одно резонансное слагаемое типа $\left[(\epsilon_\beta - \epsilon_{\beta_0})^2 + \left(\dfrac{\Gamma_\beta}{2}\right)^2\right]^{-1}$. Все остальные резонансные члены оказываются "заинтересованными". В этом можно убедиться непосредственным вычислением соответствующих интегралов по углам.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
21 октября 1974 г..