ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р1 - 5648

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P1 - 5648

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

§1. Введение

В работе[1] была рассмотрена интерференция тождественных частиц 1,2 в таких процессах, в которых каждая из этих частиц может образовать резонанс R с третьей частицей. В этом случае основные черты реакции

$$0 \to 1 + 2 + 3 \tag{1.1}$$

определяются суммой амплитуд двух возможных каналов

$$0 \to 1 + R,\ R \to 2 + 3 \quad \text{и} \quad 0 \to 2 + R,\ R \to 1 + 3 \ . \tag{1.2}$$

Здесь и далее символ 0 обозначает всю систему частиц в целом.

Было показано, что когда ширина резонанса достаточно мала[x] и эффективные массы пар частиц 1,3; 2,3 ; 1,2 удовлетворяют условиям

---

[x] Если отношение $\Gamma_R / Q_0 \ll 1$, где Q_0 - энерговыделение в реакции (1.2), то амплитуды рождения резонансов мало меняются при изменении их импульсов в пределах $|\Delta \vec{p}_R| \sim \Gamma_R$. Именно в этом предположении и рассматриваются интерференционные эффекты в работе[1].

$$m_{13} \approx M_R, \quad m_{23} \approx M_R, \quad m_{12} \approx 2m, \tag{1.3}$$

величина

$$\rho = \frac{1}{2}(m_{13}^2 - m_{23}^2) \tag{1.4}$$

распределена по закону

$$W(\rho) \approx 1 \pm [1 + (\rho / M_R \Gamma_R)^2]^{-1}. \tag{1.5}$$

Здесь M_R - масса резонанса и m - масса одной из тождественных частиц. Знак "+" в (1.5) отвечает случаю бесспиновых частиц, для частиц со спином выбор знака определяется полным спином системы (1.2). Выражение (1.5) получено после усреднения вероятности процесса (1.2) по величине

$$\sigma = \frac{1}{2}(m_0^2 - m_{12}^2 - 2M_R^2 + 2m^2 + m_3^2). \tag{1.6}$$

Таким образом, для достаточно узких резонансов можно наблюдать интерференционные явления(в распределении по величине ρ), характерные черты которых не зависят от механизма реакций (1.2) и определяются только шириной резонанса Γ_R. Условия наблюдения хорошо выполняются в процессах с участием возбужденных ядер, где $\Gamma_R \sim 0{,}01-0{,}1$ Мэв, а энерговыделение Q_0 составляет несколько Мэв. Кроме того, среди ядерных реакций часто встречаются такие, в которых резонансный канал является доминирующим[2], что предполагалось при выводе большей части соотношений в работе[1]. В связи с этим полученные в[1] результаты справедливы и для реакций с возбужденными ядрами. Отсюда, в частности, следует, что обсуждаемые интерференционные явления позволяют измерять ширину возбужденных состояний ядер. Вместе с тем эти реакции имеют ряд дополнительных особенностей, которые будут рассмотрены в §2. В §3 обсуждаются ядерные реакции, в которых аналогичные интерференционные явления имеют место для нетождественных частиц.

§2. Интерференционные явления в системе "возбужденное ядро + частица"

Рассмотрим реакцию

$$a + b \to 0 \to 1 + 2 + 3 , \qquad (2.1)$$

которая идет по каналам (1.2). Здесь a – первичная падающая частица (нуклон, d, α и т.д.); b – ядро мишени; 1,2 – тождественные частицы с массой m; 3 – образовавшееся ядро с массой m_3.

Сначала найдем интервал кинетической энергии падающей частицы (T_a^{min}, T_a^{max}), в котором можно наблюдать интерференционные эффекты (частица b покоится). Для этой цели воспользуемся известным соотношением

$$m_0^2 = m_{13}^2 + m_{23}^2 + m_{12}^2 - \sum_{i=1}^{3} m_i^2 . \qquad (2.2)$$

В нашем случае $m_{13} \approx m_{23} \approx M_R$

и

$$m_0^2 \approx 2M_R^2 - \sum_{i=1}^{3} m_i^2 + m_{12}^2 . \qquad (2.3)$$

С другой стороны,

$$m_0^2 = (m_a + m_b)^2 + 2m_b T_a . \qquad (2.4)$$

Из (2.3) и (2.4) получим

$$T_a = \frac{1}{2m_b}\left[2M_R^2 - \sum_{i=1}^{3} m_i^2 - (m_a + m_b)^2\right] + \frac{m_{12}^2}{2m_b} . \qquad (2.5)$$

Из (2.5) легко найти T_a при $m_{12} \approx 2m$ для любой конкретной реакции. Ясно, что указанное значение T_a является минимальным (T_a^{min}). Как отмечалось в работе /1/, интерференция возможна и для больших значений m_{12}, если только $m_{13} \approx m_{23} \approx M_R$. Поэтому

$$T_a^{\substack{max\\min}} = \frac{1}{2m_b}\left[2M_R^2 - \sum_{i=1}^{3} m_i^2 - (m_a + m_b)^2\right] + \frac{(m_{12}^2)^{\substack{max\\min}}}{2m_b} , \qquad (2.6)$$

и ширина интервала энергий, в котором возможна интерференция, равна:

$$\Delta \equiv T_a^{max} - T_a^{min} = \frac{1}{2m_b}\left(m_{12}^{2\,max} - m_{12}^{2\,min}\right). \qquad (2.7)$$

Значение $m_{12}^{min} \approx 2m$ соответствует такой конфигурации тождественных частиц в реакции (2.1), когда они имеют одинаковые по величине и направлению импульсы, а m_{12}^{max} – конфигурации, в которой частицы 1,2 летят в противоположные стороны с одинаковыми энергиями в с.ц.и. реакции (2.1). Можно показать, что $M_{12}^{max}=(M_R^2-m^2-m_3^2)/m_3$. Подставляя эти значения m в (2.6) и (2.7), получим

$$T_a^{min}=\frac{1}{2m_b}[(m_3+2m)^2-(m_a+m_b)^2]+\frac{1}{m_b}[2(m+m_3)Q_R+Q_R^2]\approx$$

$$\approx T_a^{пор}+2Q_R\frac{m_3+m}{m_b} \tag{2.8}$$

и

$$\Delta\approx 4Q_R\frac{m}{m_b}\,\frac{m+m_3}{m_3}\,, \tag{2.9}$$

где $Q_R=M_R-m_3-m$, $T_a^{пор}$ – пороговая энергия частицы a для реакции (2.1), идущей без образования резонанса R. Для очень тяжелых ядер, когда $m/m_b\ll 1$, из (2.8) вытекает естественный результат

$$T_a^{min}-T_a^{пор}\approx 2Q_R\,. \tag{2.10}$$

В этих же условиях ширина интервала Δ стремится к нулю и может оказаться меньше, чем ширина резонанса Γ_R. Такая ситуация потребовала бы специального рассмотрения. В случае легких ядер $Q_R\approx 1-10$ Мэв, $m/m_b>1/20$ и $\Delta\sim$ 0,1–1 Мэв.

Итак, в указанном интервале энергий шириной Δ для реакций типа (2.1) с участием возбужденных ядер будут иметь место интерференционные эффекты в распределениях по величине

ρ при усреднении по m_{12}^2 или m_0^2 x/. Область, где существенна интерференция, определяется условием

$$y = \frac{\rho}{M_R \Gamma_R} \lesssim 1. \tag{2.11}$$

Рассмотрим подробнее зависимость величины y от характеристик частиц в лабораторной системе координат. Легко показать, что

$$y = \frac{1}{M_R \Gamma_R} \left[\omega_0 (\omega_1 - \omega_2) - \vec{p}_0 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \right], \tag{2.12}$$

где ω_i, $\vec{p}_i$ - энергии и импульсы частиц 1,2 и всей системы в целом. Введем единичные векторы $\vec{e}_i$ в направлении импульсов частиц и $\delta T = T_1 - T_2$, где T_i - кинетические энергии тождественных частиц.

Тогда

$$y \approx \frac{\omega_0 \delta T}{M_R \Gamma_R} - \frac{p_0}{p_1} \frac{m}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} \vec{e}_0 \vec{e} - \frac{2 p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \psi/_2 (\vec{e}_0 \vec{N}), \tag{2.13}$$

---

x/ Величина T_a связана с m_0^2 соотношением (2.4), т.е. усреднение по m_0^2 равносильно усреднению по T_a. Отсюда, между прочим, следует, что рассматриваемые интерференционные явления имеют место и при немонохроматичности первичных частиц. Если в реакции имеются еще дополнительные частицы, то вместо усреднения по первичной энергии или по m_{12}^2 можно проводить усреднение по энергиям и импульсам этих частиц. Разумеется, кинематические соотношения типа (2.8) и (2.9) соответствующим образом изменяются.

где $\vec{N}$ и $\vec{e}$ - единичные векторы в направлении ($\vec{e}_1 - \vec{e}_2$) и ($\vec{e}_1 + \vec{e}_2$), а ψ - угол между $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$. В нерелятивистском случае можно положить $\omega_0 = m_a + m_b$ и

$$y \approx \frac{m_a + m_b}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} - \frac{p_0}{p_1} \frac{m}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} \vec{e}_0 \vec{e} - \frac{2 p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \frac{\psi}{2} (\vec{e}_0 \vec{N}) . \qquad (2.14)$$

Как видно из (2.14), в общем случае значение y определяется как энергетическими, так и угловыми характеристиками тождественных частиц в реакции (2.1). Поэтому для наблюдения эффекта необходимо измерять направления и величины импульсов частиц 1 и 2 в области $y \lessapprox 1$ и строить распределение $W(y)$.

Для реакций, в которых $m/M_R \ll 1$, второй член много меньше первого и

$$y \approx \frac{m_a + m_b}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} - \frac{2 p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \psi/2 \cdot (\vec{e}_0 \vec{N}) . \qquad (2.15)$$

Отметим, что по сравнению со случаем образования резонансов в системе элементарных частиц (см. §3 в работе /1/) первый член в (2.15) не зависит от скорости резонанса. Это связано просто с тем, что скорости возбужденных ядер малы.[x/]

---

x/ В частном случае при $\psi \approx 0$ величина y также не зависит от импульса системы (1,2,3). Это утверждение справедливо и для более сложных реакций, в которых, кроме трех частиц, имеются еще дополнительные, не участвующие в образовании резонанса R. Отсюда следует, что и в таких процессах можно наблюдать интерференционный эффект, измеряя только δT при $\psi \approx 0$.

Оценим интервалы изменения δT и $\delta\psi$ в области интерференции. Из (2.15) следует, что полуширина распределения $W(\rho)$ по δT составляет:

$$\delta T \approx \Gamma_R \cdot \left(\frac{m_a + m_b}{M_R}\right)^{-1}, \tag{2.16}$$

и для случая очень тяжелых ядер $(M_R \gg m_a)$:

$$\delta T \approx \Gamma_R \,. \tag{2.17}$$

Для оценки полуширины распределения $W(\rho)$ по ψ положим $\psi \ll 1$ и $p_1 \approx p_0/2$, тогда условие наблюдения эффекта (2.11) приводит к соотношению

$$\delta\psi \approx M_R \Gamma_R / p_0^2 \,. \tag{2.18}$$

Пропорциональность величины $\delta\psi$ массе резонанса связана с тем обстоятельством, что распадные пробеги возбужденных ядер тем меньше, чем больше их масса /1/.

В реакциях с участием легких ядер значение $\delta\psi$ составляет несколько градусов, и интерференционный пик может быть хорошо промерен в экспериментах.

Примерами реакций, в которых в принципе можно было бы наблюдать обсуждаемые выше явления, являются:

$$^3He + {}^6Li \to \alpha + {}^{5*}Li \to \alpha + \alpha + p \,, \tag{2.19}$$

$$\gamma + {}^{12}C \to \alpha + {}^{8*}Be \to \alpha + \alpha + \alpha \,, \tag{2.20}$$

$$p + {}^{16}O \rightarrow p + {}^{16*}O \rightarrow p + p + {}^{15}N, \qquad (2.21)$$

$$\alpha + {}^{16}O \rightarrow \alpha + {}^{16*}O \rightarrow \alpha + \alpha + {}^{12}C, \qquad (2.22)$$

$$^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{5*}Li + p \rightarrow \alpha + p + p \qquad (2.23)$$

и т.д. Эти реакции идут в основном по каналам с участием резонансов, у которых $\Gamma_R \ll Q_R$.

Итак, мы рассмотрели особенности интерференционных явлений в ядерных процессах с участием тождественных частиц и оценили пределы изменения как энергетических, так и угловых характеристик вторичных частиц в области интерференции $(y \lessapprox 1)$. При этом везде предполагалось, что проводится усреднение по энергии падающей частицы T_a или по m^2_{12} . Только в этом случае справедливы формулы типа (1.5), приводящие к эффекту, величина которого не зависит от механизма реакции (2.1). Наблюдение интерференции в других условиях приводит к результатам, интерпретация которых сложна и связана с модельными представлениями. Так, в работе [2] изучалась реакция

$$p + {}^{11}B \rightarrow \alpha + {}^{8*}Be \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha \qquad (2.24)$$

при T_p =2,0; 2,65 и 3,25 Мэв. Фиксировались углы вылета θ_1, θ_2 двух α -частиц и строились распределения по их кинетическим энергиям при определенной энергии первичного протона. Таким образом, в этом случае не было усреднения по m^2_{12} или T_p. В результате анализа, проведенного на основе различных модельных представлений о механизме реакции, авторы пришли к заключению о существовании сложной интерференционной картины, связанной с возбуждением состояния $^{8*}Be$ ($Q \approx 3$ Мэв , $\Gamma_R \approx 1$ Мэв).

§3. Два возбужденных состояния ядер в системе трех частиц

В предыдущем параграфе и в работе [1] были обсуждены интерференционные эффекты в системе трех частиц, из которых две являются тождественными. Перейдём к случаю, когда в системе из трех разных частиц могут возникать два возбужденных состояния, R и r. При этом также могут иметь место аналогичные интерференционные явления.

Рассмотрим для определенности конкретную реакцию:

$$\underset{a}{d} + \underset{b}{{}^{12}C} \to 0 \to \underset{1}{p} + \underset{2}{n} + \underset{3}{{}^{12}C}\,, \tag{3.1}$$

которая может идти по двум каналам,

$$d + {}^{12}C \to {}^{13*}N + n \to p + n + {}^{12}C \tag{3.2}$$

и

$$d + {}^{12}C \to {}^{13*}C + p \to p + n + {}^{12}C\,, \tag{3.3}$$

где ${}^{13*}N$ и ${}^{12*}C$ – возбужденные состояния соответствующих ядер[x]. Амплитуда реакции имеет вид:

$$A \approx \frac{a}{m_{13}^2 - M_R^2 + iM_R\Gamma_R} + \frac{b}{m_{23}^2 - M_r^2 + iM_r\Gamma_r}\,. \tag{3.4}$$

---

[x] В работе [3] обсуждается сходная ситуация применительно к реакции $K^- p \to \Lambda\pi^+\pi^-$, идущей по каналам

$$K^- p \to \Sigma^+(1385)\pi^- \to \Lambda^0\pi^+\pi^-\,,$$

$$K^- p \to \Sigma^-(1385)\pi^+ \to \Lambda^0\pi^+\pi^-\,.$$

Здесь $M_{R,r}$ и $\Gamma_{R,r}$ – массы и ширины резонансов R, r, а коэффициенты a и b, в отличие от случая тождественных частиц, не связаны между собой. Для достаточно узких резонансов $(\Gamma \ll Q)$ в области интерференции $(m_{13} \approx M_R,\ m_{23} \approx M_r)$ значения a и b можно считать постоянными. Введем новые переменные:

$$2\rho' = 2\rho - M_R^2 + M_r^2 \tag{3.5}$$

и

$$2\sigma' = m_{13}^2 + m_{23}^2 - M_R^2 - M_r^2 \,. \tag{3.6}$$

После интегрирования квадрата модуля амплитуды (3.4) по σ' получим распределение по ρ' :

$$W(\rho') \approx \frac{|a|^2}{M_R\Gamma_R} + \frac{|b|^2}{M_r\Gamma_r} + \frac{4}{M_R\Gamma_R + M_r\Gamma_r} \cdot \frac{\mathrm{Re}(ab^*) - \dfrac{2\rho'\,\mathrm{Im}(ab^*)}{M_R\Gamma_R + M_r\Gamma_r}}{1 + \left(\dfrac{2\rho'}{M_R\Gamma_R + M_r\Gamma_r}\right)^2} \,. \tag{3.7}$$ x/

Слагаемое с $\mathrm{Im}(ab^*)$ можно исключить, если строить распределение по модулю ρ' :

---

x/ Отметим, что (3.7), как и следовало ожидать, переходит в (1.5) при $M_R = M_r$, $\Gamma_R = \Gamma_r$ и $a = b$.

$$W(|\rho'|) \sim \frac{|a|^2}{M_R\Gamma_R} + \frac{|b|^2}{M_r\Gamma_r} + \frac{4}{M_R\Gamma_R + M_r\Gamma_r} \cdot \frac{Re(ab^*)}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_R\Gamma_R + M_r\Gamma_r}\right)} . \qquad (3.8)$$

Третий член в (3.8) соответствует интерференционному эффекту, который определяется суммой ширин резонансов, и его зависимость от $|\rho'|$ аналогична зависимости от ρ в (1.5) для тождественных частиц[x/]. Абсолютная величина эффекта определяется значением $Re(ab^*)$, т.е. зависит от амплитуды рождения резонансов R и r. Таким образом, изучая спектр событий (3.1) по $|\rho'|$ в области $m_{13} \approx M_R$, $m_{23} \approx M_r$, можно определить ширины резонансов.

Для частного случая, когда $a \approx b$.

$$W(\rho') \sim 1 + \frac{4}{\left(\sqrt{\frac{M_r\Gamma_r}{M_R\Gamma_R}} + \sqrt{\frac{M_R\Gamma_R}{M_r\Gamma_r}}\right)^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_r\Gamma_r + M_R\Gamma_R}\right)^2} . \qquad (3.9)$$

При $\Gamma_R \gg \Gamma_r$ интерференционный член уменьшается:

$$W(\rho') \sim 1 + 4\,\frac{M_r\Gamma_r}{M_R\Gamma_R}\,\frac{1}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_R\Gamma_R}\right)^2} . \qquad (3.10)$$

Таким образом, интерференционный эффект определяется не совпадением масс резонансов, а соотношением ширин Γ_r и Γ_R.

Для получения распределений типа (3.7) - (3.10) опыты нужно ставить таким образом, чтобы происходило усреднение по $T_н$ или m_{12} при $m_{13} \approx M_R$ и $m_{23} \approx M_r$ /1/. Это становится возможным лишь начиная с энергии

---

x/ Для возбужденных ядер $M_r \approx M_R$.

$$T_a^{min} = T_a + \frac{M_R M_r}{m_3 m_b} (Q_R + Q_r - 2\sqrt{\frac{Q_R Q_r \, m_1 m_2}{M_R M_r}}) \qquad (3.11)$$

в интервале

$$\Delta \equiv T_a^{max} - T_a^{min} = \frac{4}{m_3 m_b} \sqrt{m_1 m_2 Q_R Q_r M_R M_r}, \qquad (3.12)$$

где $Q_R = M_R - m_3 - m_1$, $Q_r = M_r - m_3 - m_2$ и T_u – пороговая энергия для реакции (3.1), идущей без образования резонансов[x/]. В частности, для каналов (3.2) и (3.3) с Q_{13*_N}=3,55 Мэв и Q_{13*_C}=7,64 Мэв интерференционный эффект возможен лишь для T_d^{min} =7,23 Мэв (Δ = =0,76 Мэв). Реакция (3.1) изучалась в работе /4/, но, к сожалению, при меньшей энергии (T_d=5,39 Мэв).

Область интерференции для реакций (3.2) и (3.3) определяется условием (см. (3.8))

$$y' = \frac{2\rho'}{M_R\Gamma_R + M_r\,\Gamma_r} \lessapprox 1, \qquad (3.13)$$

или, учитывая, что $M_R \approx M_r$, имеем:

$$y' \approx \frac{2}{M_R} \; \frac{\rho'}{\Gamma_R + \Gamma_r}. \qquad (3.14)$$

---

x/ Мы не приводим вывода формул (3.11) и (3.12). Отметим, что их удобно получить, рассматривая реакцию (3.1) в системе покоя частицы 3. При $Q_R = Q_r$, $M_R = M_r$ и $m_1 = m_2$ эти формулы переходят в (2.8) и (2.9) соответственно.

В лабораторной системе координат

$$\rho' = \omega_0(\omega_1 - \omega_2) - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)\cdot\vec{p}_0 - \frac{1}{2}(m_1^2 - m_2^2 + M_R^2 - M_r^2). \qquad (3.15)$$

Формула (3.15) отличается от аналогичного выражения для ρ (2.12) только на постоянную величину $c_1 = \frac{1}{2}(m_1^2 - m_2^2 + M_R^2 - M_r^2)$, в которой учитывается разность масс резонансов R, r и частиц 1,2. Эта разница несущественна с точки зрения выводов, полученных в §2 относительно зависимости величины y' от угловых и кинетических корреляций вторичных частиц, так как эти результаты связаны только с большой массой резонансов и нерелятивистским приближением. Действительно, и в этом случае $\omega_0 \approx m_a + m_b$ и

$$y' \approx \frac{2}{M_R(\Gamma_R + \Gamma_r)}[(m_a + m_b)\delta T - \vec{p}_0(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) - c_1 + (m_a + m_b)(m_1 - m_2)]. \qquad (3.16)$$

Полуширина распределения $W(|\rho'|)$ в переменных δT будет составлять

$$\delta T \approx \frac{1}{2}(\Gamma_R + \Gamma_r)\frac{M_R}{m_a + m_b}$$

и не зависит от энергии налетающей частицы. Если $M_R \gg m_a$, то это переходит в

$$\delta T \approx \frac{1}{2}(\Gamma_R + \Gamma_r) \qquad (3.17)$$

и не зависит также и от массы резонанса. Для оценки $\delta\psi$ второй член в (3.16) перепишем в виде

$$\vec{p}_0(\vec{p}_1-\vec{p}_2)=p_0|\vec{p}_1-\vec{p}_2|\cos\theta\approx\frac{1}{2}\,p_0^2\psi\cos\theta\,, \qquad (3.18)$$

где θ – угол между векторами $\vec{p}_0$ и $\vec{p}_1-\vec{p}_2$.

Из соотношения (3.13) имеем:

$$\delta\psi\approx M_R(\Gamma_R+\Gamma_r)/p_0^2\,, \qquad (3.19)$$

что для реакций с легкими ядрами составляют величину в несколько градусов. Конкретно в реакции (3.1) с Q_{N^*}=3,55 Мэв, Γ_{N^*}=61 кэв и Q_{C^*}=7,64 Мэв, Γ_{C^*}=55 кэв при T_d =7,23 Мэв имеем $\delta T\approx$ 58 кэв и $\delta\psi\approx 3^{\circ}$.

Отметим, что в проведенном выше рассмотрении мы не анализировали зависимость коэффициентов a и b от спиновой структуры и динамики процесса (3.1). В некоторых случаях возможна частичная компенсация величины эффекта, поскольку интерференционный член в (3.8) может иметь разные знаки для триплетного и синглетного состояний системы n, p. Однако в общем случае такая компенсация не имеет места.

Пользуясь случаем, выражаем свою признательность В.Л. Любошицу за многочисленные обсуждения и В.П. Рудакову, обратившему наше внимание на работу /2/.

Литература

1. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. Сообщения ОИЯИ, Р1-5315, Дубна, 1970.
2. Conference on Correlations of Particles Emitted in Nuclear Reactions. Rev.Mod. Physics, 37, N3, 409, 418 (1965).

3. Р. Далиц. Странные частицы и сильные взаимодействия. §56, ИЛ, Москва, 1964.

4. J. Lang, R. Müller, W. Wölfli et al. Nucl.Phys., 88, 576 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1971 года.