ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4145

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПАР НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

P2 - 4145

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПАР НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

§1. В в е д е н и е

В работе [1] были подробно проанализированы условия наблюдения интерференции при регистрации двух нетождественных частиц в корреляционных экспериментах. Согласно [1], для одних и тех же частиц A и B наличие или отсутствие интерференции зависит от типа регистрирующих приборов. В частности, интерференция возможна, если частицы A и B нестабильны и имеют одинаковые моды распадов, а их регистрация производится по продуктам этих распадов [x)].

Целью настоящей работы является более детальное изучение интерференционных явлений при регистрации пар нестабильных частиц. Особое внимание при этом уделяется интерференции при регистрации двух нестабильных частиц с одинаковыми спинами и другими сохраняющимися квантовыми числами одним детектором (см. также [5]). Мы приходим к выводу, что если разность масс частиц A и B стремится к нулю, вероятность регистрации нетождественных частиц как одним, так и двумя детекторами может быть в ряде случаев описана теми же формулами, что и вероятность регистрации тождественных частиц (см. [1]).

§2. Корреляционные формулы для волновых пакетов пар нестабильных частиц

Пусть в результате какого-либо процесса в некоторой точке пространства [xx)] образуется пара нестабильных частиц A и B, причем

---

x) См. в связи с этим работы [2-4], посвященные анализу свойств пар K^0 $\bar{K}^0$.

xx) Ситуация, возникающая при образовании частиц A и B в разных точках пространства, либо в разные моменты времени, требует специального рассмотрения.

первый детектор, расположенный на расстоянии ℓ_1 от области рождения пакетов частиц A и B, фиксирует продукты распада этих частиц в состоянии $|n\rangle$, а второй детектор, расположенный на расстоянии ℓ_2 от области рождения пакетов, фиксирует продукты распада частиц A и B в состоянии $|m\rangle$. Обозначим через $a(1,2)$ ($a(2,1)$) амплитуду рождения или рассеяния, соответствующую вылету частицы A в направлении первого (второго) детектора, а частицы B – в направлении второго (первого) детектора, $f_{A\to n}$, $f_{B\to n}$ ($f_{A\to m}$; $f_{B\to m}$) – амплитуды перехода частиц A и B в состояние $|n\rangle$ ($|m\rangle$). Тогда, согласно /1/, число запаздывающих совпадений при регистрации частиц A и B двумя детекторами пропорционально величине:

$$d^2 P_{n,m} = |P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2)|^2 \, dt_1 \, dt_2 , \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned} P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2) &= a(1,2) f_{A\to m} f_{B\to m} \exp\left[-\left(i\frac{m_A c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_A}{2}\right) t_1\right] \times \\ &\times \exp\left[-\left(i\frac{m_B c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) t_2\right] \pm a(2,1) f_{B\to m} f_{A\to m} \exp\left[-\left(i\frac{m_B c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) t_1\right] \times \\ &\times \exp\left[-\left(i\frac{m_A c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_A}{2}\right) t_2\right] ; \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} |P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2)|^2 &= |a(1,2) f_{A\to n} f_{B\to m}|^2 \exp[-(\Gamma_A t_1 + \Gamma_B t_2)] + \\ &+ |a(2,1) f_{B\to n} f_{A\to m}|^2 \exp[-(\Gamma_A t_2 + \Gamma_B t_1)] \pm \\ &\pm 2 e^{\frac{\Gamma_A + \Gamma_B}{2}(t_1 + t_2)} \operatorname{Re} \{ a(1,2) a^*(2,1) f_{A\to n} f_{B\to m} f^*_{B\to n} f^*_{A\to m} \times \\ &\times e^{\frac{i}{\hbar}(m_A - m_B) c^2 (t_1 - t_2)} \} \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь m_A и m_B – массы частиц A и B, Γ_A и Γ_B – их ширины, $t_1 = \ell_1 / v^{(1)} \gamma^{(1)}$; $t_2 = \ell_2 / v^{(2)} \gamma^{(2)}$, $v^{(1)}$ $v^{(2)}$ – групповые скорости волновых пакетов, движущихся соответственно в направлении первого и второго детекторов, $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ – лоренцовский фактор; знак (+) перед интерференционным членом в формулах (2) и (3) соответствует частицам A и B с целым спином; знак (–) – частицам с полуцелыми спинами; формулы (2-3) справедливы при условии $\Delta m = |m_A - m_B| \ll m_A, m_B$ x). Они понадобятся нам в дальнейшем при рассмотрении вопроса о регистрации пары нестабильных частиц одним детектором (см. §4-5).

Рассмотрим теперь более общий случай, когда помимо пары частиц A и B рождаются также пары тождественных частиц AA и BB. Состояние, которое при этом образуется, непосредственно после акта генерации имеет вид:

$$\begin{aligned} |\psi(1,2)\rangle^{(\pm)} &= a(1,2) \, |A\rangle^{(1)} |B\rangle^{(2)} \pm \\ &+ a(2,1) \, |A\rangle^{(2)} |B\rangle^{(1)} + F^{(\pm)}_{AA}(1,2) \, |A\rangle^{(1)} |A\rangle^{(2)} + \\ &+ F^{(\pm)}_{BB}(1,2) \, |B\rangle^{(1)} |B\rangle^{(2)} . \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $F_{AA}(1,2)$ – амплитуда образования пары AA, $F_{BB}(1,2)$ – амплитуда образования пары BB, причем $F^{(\pm)}_{AA(BB)}(1,2) = \pm F^{(\pm)}_{AA(BB)}(2,1)$, но, вообще говоря, $a(1,2) \neq a(2,1)$. Легко видеть, что в рассматриваемом случае вероятность регистрации распадов $A, B \to |n\rangle$, $A, B \to |m\rangle$ детекторами, включенными по схеме совпадений, пропорциональна величине $|\tilde{P}^{(+)}_{n,m}(t_1, t_2)|^2 \, dt_1 \, dt_2$, где

x) Более детально условия применимости формулы (3) и следствия, из нее вытекающие, обсуждаются в работе /1/. В частности, если оба детектора одинаковы ($|n\rangle \equiv |m\rangle$), то при $t_1, t_2 \ll \frac{\hbar}{|m_A - m_B| c^2}$, $|t_1 - t_2| \ll \frac{1}{|\Gamma_A - \Gamma_B|}$ амплитуда регистрации $P^{(\pm)}_{n,m} \approx a(1,2) \pm a(2,1)$, т.е. имеет такой же вид, как в случае тождественных частиц.

$$\tilde{P}^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2) = F^{(+)}_{AA}(1,2) f_{A\to n} f_{A\to m} \exp[-(i\frac{m_A c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_A}{2})(t_1 + t_2)] +$$

$$\pm F^{(+)}_{BB}(1,2) f_{B\to n} f_{B\to m} \exp[-(i\frac{m_B c^2}{\hbar} + \frac{\Gamma_B}{2})(t_1 + t_2)] +$$

$$+ P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2),$$

$P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2)$ определяется по формуле (2)[x].

Формула (5) описывает, в частности, корреляции при распадах пары $K^0 \bar{K}^0$ (см. /2-4/). При этом роль частицы A играет K^0_1 -мезон, а роль частицы B – K^0_2 -мезон. Поскольку K -мезоны являются бозонами, соответствующее выражение имеет структуру $\tilde{P}^{(+)}_{n,m}(t_1, t_2)$. Амплитуды образования пар удовлетворяют в рассматриваемом случае соотношениям:

$$F^{(+)}_{K_1 K_1}(1,2) = - F^{(+)}_{K_2 K_2}(1,2), \qquad a(1,2) = -a(2,1). \tag{6}$$

Равенство (6) соответствует тому, что при рождении пары $K^0 \bar{K}^0$ в состояниях с четными орбитальными моментами образуется комбинация $K_1 K_1 - K_2 K_2$, а в состояниях с нечетными орбитальными моментами - комбинация $K_1 K_2$.

§3. Интерференция при распадах пар резонансов [xx]

Известно, что спектр эффективных масс продуктов распада нестабильной частицы имеет брейт-вигнеровскую форму:

x) Если детекторы не фиксируют проекций спинов продуктов распада, величины $|P_{n,m}|^2$ и $|\tilde{P}_{n,m}|^2$ следует просуммировать по поляризациям.

xx) В §3 полагаем $\hbar = c = 1$.

$$dW \sim \frac{1}{2\pi} \left| \frac{f_{A\to n}}{M - m_A + i\frac{\Gamma_A}{2}} \right|^2 dM, \tag{7}$$

где $f_{A\to n}$ - амплитуда распада, соответствующая переходу в данное состояние $|n\rangle$.

Предположим, что в результате какой-либо реакции рождается два нетождественных резонанса с одинаковыми модами распадов $|n\rangle$ и $|m\rangle$. Время жизни резонансов настолько мало, что наблюдение временных корреляций, рассмотренных в §2, становится невозможным. Однако можно поставить вопрос о распределении эффективных масс продуктов распада двух резонансов. Пусть первый детектор регистрирует продукты распада двух резонансов A и B в состоянии $|n\rangle$ с суммарным импульсом $\vec{p}_1$ и эффективной массой m_1, а второй детектор регистрирует продукты распада тех же резонансов в состоянии $|m\rangle$ с суммарным импульсом $\vec{p}_2$ и эффективной массой m_2. Процесс в данном случае может идти по двум неразличимым путям: а) состояние $|n\rangle$ образуется за счет распада резонанса A, а состояние $|m\rangle$ - за счет распада резонанса B; б) состояние $|n\rangle$ образуется в результате распада резонанса B, а состояние $|m\rangle$ - в результате распада резонанса A. Распределение по эффективным массам M_1 и M_2 будет иметь вид:

$$d^2 W^{(\pm)}_{n,m} \sim \frac{1}{(2\pi)^2} \left| \frac{f_{A\to n} f_{B\to m} a(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{(M_1 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)(M_2 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)} \pm \right.$$
$$\left. + \frac{f_{A\to m} f_{B\to n} a(\vec{p}_2, \vec{p}_1)}{(M_1 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)(M_2 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)} \right|^2 dM_1 \, dM_2, \tag{8}$$

где $a(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ ($a(\vec{p}_2, \vec{p}_1)$) - амплитуда образования резонанса A (B) с импульсом $\vec{p}_1$, а резонанса B (A) - с импульсом $\vec{p}_2$.

Правило выбора знака в формуле (8) такое же, как и в §2 (см. также /1/). Если регистрируются одинаковые моды распада резонансов A и B ($A\to|n\rangle, B\to|n\rangle$), то в пределе, при $m_A \to m_B$, $\Gamma_A \to \Gamma_B$

$$d^2 W^{(+)}_{n,n} \sim |a(\vec p_1, \vec p_2) + a(\vec p_2, \vec p_1)|^2 \frac{dM_1\, dM_2}{[(M_1-m)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}][(M_2-m)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}]} \quad (9)$$

Выражение (9) совпадает с формулой, описывающей корреляции при распадах пары тождественных резонансов. Действительно, величина $a(\vec p_1, \vec p_2) \pm a(\vec p_2, \vec p_1)$ симметрична относительно замены $\vec p_2 \rightleftarrows \vec p_1$ в случае бозонов (в процессе участвуют только четные орбитальные моменты) и антисимметрична в случае фермионов (участвуют только нечетные моменты).

В случае образования пары тождественных резонансов распределение эффективных масс продуктов распада всегда имеет вид (9) независимо от того, регистрируют детекторы одинаковые моды распада или различные.

Если помимо нетождественных резонансов A и B в том же процессе образуются пары тождественных резонансов AA и BB, те же рассуждения, что и в §2, приводят к общей формуле для распределения эффективных масс:

$$d^2 \tilde W^{(\pm)}_{n,m} \approx \frac{1}{(2\pi)^2} \left| \frac{f_{A\to n}\, f_{B\to m}\, a(\vec p_1, \vec p_1)}{(M_1 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)(M_2 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)} \pm \right.$$

$$+ \frac{f_{A\to m}\, f_{B\to n}\, a(\vec p_2, \vec p_1)}{(M_1 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)(M_2 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)} + \quad (10)$$

$$\left. + \frac{F^{(\pm)}_{AA}(\vec p_1, \vec p_2)\, f_{A\to n}\, f_{A\to m}}{(M_1 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)(M_2 - m_A + \frac{i}{2}\Gamma_A)} + \frac{F^{(\pm)}_{BB}(\vec p_1, \vec p_2)\, f_{B\to n}\, f_{B\to m}}{(M_1 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)(M_2 - m_B + \frac{i}{2}\Gamma_B)} \right| dM_1\, dM_2$$

Здесь $F^{(\pm)}_{AA}(\vec p_1, \vec p_2)$ и $F^{(\pm)}_{BB}(\vec p_1, \vec p_2)$ – амплитуды образования пар AA и BB, причем $F^{(\pm)}(\vec p_1, \vec p_2) = \pm F^{(\pm)}(\vec p_2, \vec p_1)$.

4. Интерференционные явления при регистрации пар нестабильных частиц одним детектором

Итак, из сказанного выше следует, что в корреляционных опытах могут интерферировать любые не тождественные частицы A и B, имеющие одинаковые моды распада. В частности, если детекторы фиксируют продукты распада частиц A и B в узком интервале углов, интерференция возможна и в случае, когда спины этих частиц различны (разность спинов $|s_A - s_B|$ предполагается целым числом). При этом после усреднения по углам интерференционные члены в формулах (3) и (8) исчезают.

Когда говорят, что частицы A и B нетождественны, обычно подразумевают существование некоторого способа, который позволяет их различить. Но если такой способ существует, то согласно аппарату квантовой механики, состояния $|A>$ и $|B>$ должны быть ортогональны друг другу, т.е. $<A|B> = 0$. Ясно поэтому, что если детекторы регистрируют сами различимые (ортогональные) состояния $|A>$ и $|B>$, а не их суперпозиции, интерференция в корреляционных опытах не наблюдается.

Заметим теперь, что полное соответствие между понятиями нетождественности и различимости имеет место без каких-либо оговорок только для стабильных частиц. Конечно, если нестабильные частицы обладают различными квантовыми числами (например, зарядами или спинами), которые сохраняются в процессах распада, то эти частицы в принципе также различимы, т.е. их состояния ортогональны. Предположим, однако, что у частиц A и B все сохраняющиеся квантовые числа одинаковы, причем частицы отличаются массами и временами жизни. В случае стабильных частиц с одинаковыми внутренними квантовыми числами, но разными, хотя и близкими друг к другу массами, мы имеем в своем распоряжении в принципе бесконечно большое время для того, чтобы определить массы частиц A и B и тем самым идентифицировать эти частицы.

В случае нестабильных частиц с одинаковыми внутренними квантовыми числами ситуация иная: время измерения массы ограничено временем жизни и сама масса не является вполне определенной величиной. Поэтому следует ожидать, что такие частицы не полностью различимы, или, с формальной точки зрения, состояния таких частиц неортогональны.

Действительно, нетрудно показать, что для нестабильных частиц A и B справедливо соотношение:

$$\langle B \mid A \rangle = \frac{\sum_n f_{A\to n} f^*_{B\to n}}{\frac{1}{2}(\Gamma_A + \Gamma_B) + i\,\frac{(m_A - m_B)\,c^2}{\hbar}} . \qquad (11)$$

Здесь $\Gamma_A = \sum_n |f_{A\to n}|^2$, $\Gamma_B = \sum_n |f_{B\to n}|^2$, где $f_{A\to n}$, $f_{B\to n}$ = амплитуды распада, определенные в §2; знак суммы включает также интегрирование по углам ^{x)}.

Существенно, что в <u>случае нестабильных частиц с одинаковыми спинами, четностями и другими сохраняющимися квантовыми числами</u>:

$$\sum_n f_{A\to n} f^*_{B\to n} \neq 0 , \qquad \langle A \mid B \rangle \neq 0 .$$

Нестабильные частицы, для которых

$$0 < |\langle A \mid B \rangle|^2 < 1 ,$$

мы будем называть "квазитождественными".

Легко видеть, что если $\frac{c^2}{\hbar}|m_A - m_B| \ll \Gamma_A, \Gamma_B$ и $f_{A\to n} \to f_{B\to n}$, величина $\langle A \mid B \rangle \to 1$. Следовательно, при стремлении разности комплексных масс частиц A и B к нулю ($\Delta m - i\frac{\Delta\Gamma\,\hbar}{2c^2} \to 0$), "квазитождественные" частицы переходят в "истинно" тождественные, для

---

x) Формула (11) для нейтральных K-мезонов была получена в работе /6/. (См. также /7/). Если СР-четность сохраняется $\sum f_{K_s\to n} f^*_{K_L\to n} = 0$, и $\langle K_s | K_L \rangle = 0$; при нарушении СР-инвариантности, вообще говоря, $\langle K_L | K_s \rangle \neq 0$. По смыслу вывода формула (11) справедлива для любых нестабильных частиц (подробнее этот вопрос обсуждается в работе /8/).

которых, по определению $\langle A \mid B \rangle = 1$, (см. работу /5/).

С другой стороны, если частицы стабильны, то согласно (11), при любой отличной от нуля разности масс состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ ортогональны.

Перейдем теперь к анализу процесса регистрации пары частиц A и B одним детектором (будем сначала считать, что пары AA и BB не образуются). Легко понять, что если частицы A и B в принципе различимы, интерференция не имеет места. Действительно, наблюдая после акта измерения за частицей, которая не попала в измерительный прибор, мы можем ее идентифицировать, и тем самым однозначно указать, какую из частиц – A или B – прибор зарегистрировал. С формальной точки зрения, частицы в счетчике не интерферируют, если их состояния ортогональны. Важно подчеркнуть, что хотя при регистрации таких частиц в корреляционных опытах мы в определенных условиях можем наблюдать интерференцию, в случае удаления второго детектора при любом способе регистрации интерференционный член становится тождественно равным нулю.

Что касается упомянутых выше "квазитождественных" частиц, то их состояния не полностью различимы, и поэтому можно ожидать наличия интерференции при регистрации пар этих частиц одним счетчиком. Для более подробного рассмотрения этого вопроса вернемся к корреляционной формуле (3). Предположим, что мы убрали второй детектор. Ясно, что регистрация распадов $A \to n$, $B \to n$ одним детектором эквивалентна регистрации корреляций этих распадов со всеми распадами частиц A и B на всех расстояниях в кинематически сопряженном направлении. Следовательно, вероятность регистрации распадов $A \to n$, $B \to n$ детектором, расположенным на расстоянии $\ell_1 = v^{(1)}\gamma^{(1)} t_1$ от области рождения пакетов A и B, пропорциональна величине:

$$d P_n = Q_n^{(\pm)}(t_1)\,dt_1 ,$$

где

$$Q_n^{(\pm)}(t_1) = \int_0^\infty \sum_m |P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2)|^2\, dt_2 , \qquad (12)$$

а выражение $\left|P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2)\right|^2$ определяется по формуле (3).

Элементарное интегрирование дает

$$Q_n^{(\pm)}(t_1) = \left|f_{A\to n}\right|^2 \frac{\sum_m \left|f_{B\to m}\right|^2}{\Gamma_B} \left|a(1,2)\right|^2 e^{-\Gamma_A t_1} +$$

$$+ \left|f_{B\to n}\right|^2 \frac{\sum_m \left|f_{A\to m}\right|^2}{\Gamma_A} \left|a(2,1)\right|^2 e^{-\Gamma_B t_1} \pm \tag{13}$$

$$\pm 2\,\mathrm{Re}\left\{ a(1,2)\, a^*(2,1)\, f_{A\to n}\, f^*_{B\to n} \left(\frac{\sum_m f^*_{A\to m} f_{B\to m}}{\frac{\Gamma_A+\Gamma_B}{2} + i\frac{(m_B - m_A)c^2}{\hbar}} \right) \exp\left[-i\frac{(m_A - m_B)}{\hbar} c^2 t_1\right] \right\} \times$$

$$\times\ e^{-\frac{\Gamma_A+\Gamma_B}{2} t_1}.$$

По определению $\sum_m \left|f_{A\to m}\right|^2 = \Gamma_A$, $\sum_m \left|f_{B\to m}\right|^2 = \Gamma_B$. Выражение, стоящее под знаком суммы в интерференционном члене, есть мера неортогональности состояний $|A>$ и $|B>$ (см. формулу (11)). В частности, если мы регистрируем рассеяние частиц A и B в системе центра инерции ($a(1,2) = f(\theta)$, $a(2,1) = f(\pi-\theta)$, где θ – угол рассеяния), то

$$Q_n^{(\pm)}(t_1) = \left|f_{A\to n}\right|^2 \left|f(\theta)\right|^2 e^{-\Gamma_A t_1} +$$

$$+ \left|f_{B\to n}\right|^2 \left|f(\pi-\theta)\right|^2 e^{-\Gamma_B t_1} \pm \tag{14}$$

$$+ 2e^{-\frac{\Gamma_A+\Gamma_B}{2} t_1} \mathrm{Re}\left\{ f(\theta)\, f^*(\pi-\theta)\, f_{A\to n}\, f^*_{B\to n} <A|B> \exp\left[-\frac{i(m_A - m_B)c^2}{\hbar} t_1\right] \right\}.$$

Структура формул (13-14) не зависит от того, регистрируются ли распады частиц A и B или их взаимодействия. Из (14) следует, что для "квазитождественных" частиц интерференционные члены отличны от

нуля. Именно такие частицы и только такие интерферируют при их регистрации одним детектором.

В пределе, когда $m_A - i\frac{\Gamma_A \hbar}{2c^2} \to m_B - i\frac{\Gamma_B \hbar}{2c^2}$, мы получаем известную формулу для сечения рассеяния тождественных частиц:

$$Q_n^{(\pm)}(t) \sim \frac{d\sigma^{(\pm)}}{d\Omega} = \left|f(\theta)\right|^2 + \left|f(\pi-\theta)\right|^2 + 2\,\mathrm{Re}\ f(\theta)\, f^*(\pi-\theta)\ .$$

Заметим, что сечение образования или рассеяния двух нестабильных частиц A и B связано с величинами $Q_n(t_1)$ и $P_{n,m}(t_1, t_2)$, характеризующими вероятность регистрации, простым соотношением:

$$\sigma^{(\pm)} \sim \int_0^\infty dt_1 \int_0^\infty dt_2 \sum_n \sum_m P^{(\pm)}_{n,m}(t_1, t_2) =$$

$$= \int_0^\infty dt_1 \sum_n Q_n^{(\pm)}(t_1) = \tag{15}$$

$$= \left|a(1,2)\right|^2 + \left|a(2,1)\right|^2 \pm 2\left|<A|B>\right|^2 \mathrm{Re}\ a(1,2)\, a^*(2,1)\ .$$

При $<B|A> \neq 0$ величина $\sigma \neq \left|a(1,2)\right|^2 + \left|a(2,1)\right|^2$. Это означает, что в случае образования пары нестабильных частиц с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами интерференционный член отличен от нуля при любом способе регистрации. При этом понятия нетождественности и тождественности частиц, очевидно, не имеют уже того абсолютного значения, как в случае стабильных частиц.

5. Дальнейшее обсуждение и примеры

Если в результате акта взаимодействия образуется состояние (4), для вероятности распадов $A\to n$, $B\to n$ одним детектором, мы получим более общее выражение:

$$dP_n = \tilde{Q}_n^{(\pm)}(t_1)\,dt_1 \;,$$

где

$$\tilde{Q}_n^{(\pm)}(t_1) = \sum_m \int_0^\infty |P^{(\pm)}_{n,m}(t_1,t_2)|^2\,dt_2 =$$

$$= |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,(\langle A|B\rangle\,\beta^*\alpha) \;; \qquad (16)$$

здесь

$$\alpha = a(1,2)\,f_{A\to n}\exp\left[-\left(i\frac{m_A c^2}{\hbar}+\frac{\Gamma_A}{2}\right)t_1\right] + \qquad (17)$$

$$+ F^{(\pm)}_{BB}(1,2)\,f_{B\to n}\exp\left[-\left(i\frac{m_B c^2}{\hbar}+\frac{\Gamma_B}{2}\right)t_1\right] \;;$$

$$\beta = F^{(\pm)}_{AA}(1,2)\,f_{A\to n}\exp\left[-\left(i\frac{m_A c^2}{\hbar}+\frac{\Gamma_A}{2}\right)t_1\right] \pm$$

$$\pm\, a(2,1)\,f_{B\to n}\exp\left[-\left(i\frac{m_B c^2}{\hbar}+\frac{\Gamma_B}{2}\right)t_1\right] \;.$$

Заметим, что выражение (16) с учетом соотношений (6) описывает вероятность регистрации распадов пары $K^0\,\bar{K}^0$ одним детектором. Ранее интерференционные явления при регистрации пары $K^0\;\bar{K}^0$ одним детектором изучались в работе /9/. В частности, там было показано, что при нарушении CP-инвариантности, когда состояния K_L и K_s, вообще говоря, неортогональны, выражение для вероятности регистрации распадов системы $K_L\;K_s$ (образующейся, например, в процессе $\phi \to K_s K_L$) содержит осциллирующий член, пропорциональный величине неортогональности $\langle K_L|K_s\rangle$ в полном соответствии с формулой (13). Легко видеть, что в общем случае образования пары $K^0\,\bar{K}^0$ сумма показаний двух счетчиков, не включенных по схеме совпадений, расположенных на равных расстояниях от точки рождения пары в кинематически сопряженных направлениях, не содержит осциллирующего интерференционного члена, если состояния K_L и K_s ортогональны. При $\langle K_L|K_s\rangle \neq 0$ осциллирующий член пропорционален величине:

$$\mathrm{Re}\,\left\{\langle K_L|K_s\rangle\, f^*_{K_S\to n}\, f_{K_L\to n}\exp\left[i\frac{(m_L-m_s)\,c^2}{h}t_1\right]\right\} e^{-\frac{\Gamma_s+\Gamma_L}{2}t_1} .$$

Предположим теперь, что детектор регистрирует все моды распадов частиц A и B. Вероятность регистрации в этом случае, очевидно, пропорциональна величине $\sum_n \tilde{Q}_n^{(\pm)}(t_1)$. Легко видеть, что выражение для вероятности регистрации содержит осциллирующие интерференционные члены, линейные и квадратичные по величине $\langle A|B\rangle$. При этом:

$$\int_0^\infty \left(\sum_n \tilde{Q}_n^{(\pm)}(t_1)\right)dt_1 = \langle \psi^{(\pm)}(1,2)|\psi^{(\pm)}(1,2)\rangle \;, \qquad (18)$$

где $|\psi^{(\pm)}(1,2)\rangle$ – вектор состояния (4). При $F_{AA}=F_{BB}=0$ мы приходим к формуле (15).

Перейдем теперь к случаю образования пар короткоживущих нестабильных частиц (резонансов) с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами. Состояния таких частиц, согласно (11), должны быть неортогональны. В §3 мы рассмотрели корреляции в распределении эффективных масс продуктов распада $A, B \to n$ и $A, B \to m$. Найдем теперь указанное распределение при регистрировании одним детектором. Для этого нужно просуммировать формулу (8) по всем модам распада $A, B \to m$ с суммарным импульсом $\vec{p}_2$ и проинтегрировать по эффективным массам M_2. Интегрирование и суммирование интерференционного члена в формуле (8) дает:

$$\sum_m \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty \frac{f_{B\to m}\, f^*_{A\to m}\, dM_2}{\left(M_2-m_B+i\frac{\Gamma_B}{2}\right)\left(M_2-m_A-i\frac{\Gamma_A}{2}\right)} = \frac{\sum_m f_{B\to m}\, f^*_{A\to m}}{\frac{\Gamma_A+\Gamma_B}{2}+i\,(m_B-m_A)} .$$

В результате мы получим:

$$d W_n^{(\pm)} = \sum_m \int_0^\infty d^2 \; W_{n,m}^{(\pm)} \; dM_2 =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{|f_{A\to n}|^2 \, |a\,(\vec{p}_1, \vec{p}_2)|^2}{(M_1 - m_A)^2 + \frac{\Gamma_A^2}{4}} + \frac{|f_{B\to n}|^2 \, |a\,(\vec{p}_2, \vec{p}_1)|^2}{(M_1 - m_B)^2 + \frac{\Gamma_B^2}{4}} \pm \right. \qquad (19)$$

$$\left. + \; 2\,\mathrm{Re}\,\left(\langle A|B \rangle \, f_{A\to n} \, f^*_{B\to n} \; \frac{a\,(\vec{p}_1, \vec{p}_2)\; a^*(\vec{p}_2, \vec{p}_1)}{(M_1 - m_A + i\frac{\Gamma_A}{2})(M_1 - m_B - i\frac{\Gamma_B}{2})} \right) \right\} dM_1 \; .$$

При $\langle A|B\rangle \neq 0$ спектр эффективных масс (19) не сводится к сумме двух брейт-вигнеровских членов. В случае образования пар резонансов AA, BB и AB интегрирование и суммирование формулы (10) приводит к следующему выражению для спектра эффективных масс продуктов распада $A, B \to n$

$$d\,\tilde{W}_n^{(\pm)} = \sum_m \int_0^\infty d^2 \tilde{W}^{(\pm)}_{n,m} \; dM_2 =$$

$$= [\,|x|^2 + |y|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,(\langle A|B\rangle \, y^* x\,)\,]\; dM_1 \; ,$$

где

$$X = a(p_1, p_2)\, f_{A\to n} \frac{1}{(M_1 - m_A + i\frac{\Gamma_A}{2})} + F^{(\pm)}_{BB}\,(p_1, p_2)\, f_{B\to n} \frac{1}{(M_1 - m_B + i\frac{\Gamma_B}{2})} ,$$

$$Y = F^{(\pm)}_{AA}\,(\vec{p}_1, \vec{p}_2)\, f_{A\to n} \frac{1}{(M_1 - m_A + i\frac{\Gamma_A}{2})} + a(\vec{p}_2, \vec{p}_1)\, f_{B\to n} \frac{1}{(M_1 - m_B + i\frac{\Gamma_B}{2})} . \qquad (20)$$

Формула (20) описывает, в частности, распределение эффективных масс двух α -частиц в реакциях с образованием двух возбужденных

состояний ядер Be_1^{*8} и Be_2^{*8} с энергиями 16,6 и 16,9 Мэв x). Примером мог бы служить еше не исследованный процесс $\alpha + C^{12} \to 2\,Be^{*8} \to 4\alpha$. В этой реакции образуется линейная комбинация пар Be_1^{*8} Be_1^{*8}, Be_2^{*8} Be_2^{*8}, Be_1^{*8} Be_2^{*8} с суммарным изотопическим спином, равным нулю. Поскольку уровни Be_1^{*8} и Be_2^{*8} обладают одинаковыми спинами и четностями (2^+), а их ширины сравнимы с разностью энергий, из формулы (11) следует, что степень неортогональности $|\langle Be_1^{*8} \,|\, Be_2^{*8}\rangle| \sim 1$, и эффект отклонения спектра эффективных масс от брейт-вигнеровской формы должен быть значительным.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Г. Барышевскому, В.М. Галицкому и И.И. Гуревичу за интересные замечания.

Литература

1. В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий, ЖЭТФ, 55, №3, 1968.
2. В.И. Огиевецкий, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 1362, 1962.
3. В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1868, 1964.
4. В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов. ЯФ 4, 1194, 1966.
5. В.Л, Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р2-3763, 1968.
6. S.Bell and J.Steinberger. Proc. Oxford International Conference, p. 195, Oxford 1965.
7. Л.И. Лапидус. Препринт ОИЯИ Р2-3622, 1966.
8. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Дубна, Р2-4086, 1968.
9. В.Л. Любошиц. ЯФ 3, 895, 1966.
10. C.P.Browne, W.D.Callender, I.R.Ersking. Phys. Lett., 23, 371, 1966.
11. F.C.Barker. Austr. Journ. Phys. vol. 20, 341, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 ноября 1968 года.

x) Уровни Be_1^{*8} и Be_2^{*8} представляют собой суперпозиции состояний с изотопическими спинами 0 и 1; теоретическому и экспериментальному исследованию одиночного рождения состояний Be_1^{*8} и Be_2^{*8} посвящены работы /10, 11/.