

6/1х-71

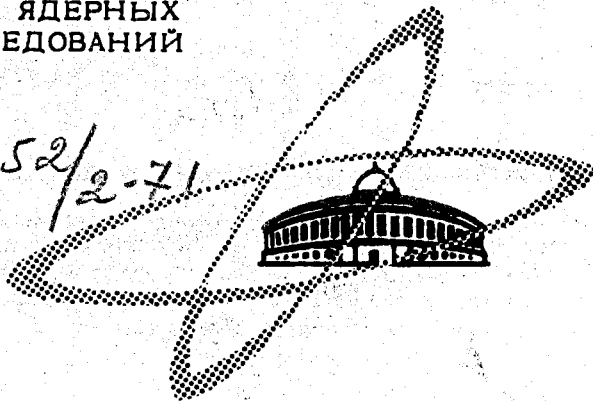
К-659

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3052/2-71

P4 - 5927



Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

КОРРЕЛЯЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ  
ЯДРАМИ

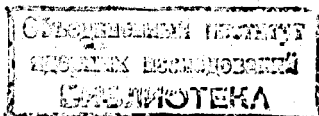
1971

P4 - 5927

Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

КОРРЕЛЯЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ  
ЯДРАМИ

*Направлено в ЯФ*



## §1. Введение

В работах /1-4/ сформулирована общая идея о связи угловых и энергетических корреляций тождественных частиц с пространственно-временной структурой процесса их генерации и показано, как этот подход может быть реализован в случае простейших систем типа "резонанс+частица", либо "резонанс+резонанс". Настоящая статья посвящена анализу более сложных ситуаций, связанных с образованием большого числа вторичных частиц. Конкретно речь будет идти об испарении сильновозбужденных ядер и о генерации  $\pi$ -мезонов при столкновении ядер, движущихся с релятивистскими скоростями.

Обе группы явлений прежде всего представляют интерес сами по себе; с другой стороны, их можно рассматривать в качестве моделей процессов, сопровождающих столкновения ультрарелятивистских элементарных частиц (статистические модели множественной генерации, проблема файерболов и т.д.).

## §2. Испарение нуклонов высоковозбужденными ядрами

1. Основное содержание настоящего параграфа связано с процессом испарения нейтронов; отдельные замечания относятся также к испарению протонов. Будет показано, что наблюдение корреляций между тождественными нуклонами позволяет оценить время жизни возбужденных ядер порядка  $10^{-18}$ – $10^{-21}$  сек. Ядро предполагается достаточно большим и настолько возбужденным, что испарение одного или даже нескольких нейтронов не сказывается заметным образом на его температуре. Для создания контролируемых возбуждений такого масштаба желательно облучать ядра ядрами же, ускоренными до энергии несколько Мэв на нуклон; облучение релятивистскими частицами менее удобно: в этом случае величина энергии возбуждения и другие характеристики испаряющегося ядра почти никогда не бывают известны с нужной точностью.

Акт испарения происходит тогда, когда нейтрон приобретает энергию, превышающую энергию связи. В соответствии с флуктуационным характером этого процесса естественно считать, что вероятность испарения описывается экспоненциальным законом с некоторым средним временем жизни  $\tau$ . Величина  $\tau$  резко падает с ростом энергии возбуждения  $W$ ; в первом приближении можно говорить о зависимости

$$1/\tau \approx \rho v S \exp(-U/kT), \quad (1)$$

где  $U$  – энергия связи,  $\rho$  – плотность нейтронов в ядре,  $v$  – их скорость,  $S$  – площадь поверхности ядра (см., например, <sup>15/</sup>). При достаточно больших энергиях возбуждения температуру можно оценить с помощью соотношения

$$W/A \approx \frac{3}{2} kT, \quad (2)$$

где  $A$  – атомный номер<sup>x/</sup>.

<sup>x/</sup> При больших энергиях возбуждения учёт волновых свойств нуклонов вряд ли изменит порядок величины приводимых ориентировочных оценок температуры.

В соответствии с общим духом статистической теории мы будем также предполагать, что различные элементы поверхности большого ядра являются независимыми излучателями с одинаковым временем жизни  $\tau$ , причём в каждой точке полная вероятность излучения равна сумме парциальных вероятностей независимых процессов излучения нейтронов различных энергий. Считается, что нейтроны не поляризованы и спиновые корреляции отсутствуют.

2. Рассмотрим небольшой элемент поверхности ядра, расположенный в точке  $\vec{r}_1$ ; после возбуждения в момент  $t=0$  он начинает испускать нейтроны с энергией  $E_1$ .

Амплитуда излучения

$$f \sim \begin{cases} \exp\left(i \frac{E_1 t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau}\right) & t > 0, \\ 0 & t \leq 0. \end{cases} \quad (3)$$

В широком диапазоне энергий возбуждения время жизни достаточно велико и выполнено условие  $E_1 \gg \hbar/\tau$ . В этом случае (3) можно записать также в виде

$$f \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\epsilon t/\hbar)}{\epsilon - E_1 - i\hbar/2\tau} d\epsilon. \quad (3')$$

Амплитуда обнаружения испущенной частицы в отдаленной точке  $\vec{r}$  в момент времени  $t$

$$F \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\epsilon t/\hbar - i\mathbf{p} \cdot |\vec{r} - \vec{r}_1|/\hbar)}{\epsilon - E_1 - i\hbar/2\tau} d\epsilon, \quad (3'')$$

где

$$\epsilon^2 + \mathbf{p}^2 c^2 = m^2 c^4.$$

Допустим теперь, что в точке  $\vec{r}$  расположен детектор, фиксирующий не координату частицы, а ее энергию (примером такого детектора мог бы служить резонансный поглотитель или рассеиватель). Тогда из (3'') следует, что амплитуда его срабатывания

$$A_{\epsilon_3} \sim \frac{\exp(-ip_1 |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| / \hbar)}{\epsilon_3 - E_1 - i\hbar/2\tau} \quad (4)$$

Перейдем теперь к двум излучающим элементам поверхности ядра в точках  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$  и двум приемникам, расположенным в точках  $\vec{r}_3$  и  $\vec{r}_4$  и фиксирующих частицы с энергиями  $\epsilon_3$  и  $\epsilon_4$ . Если спины нейтронов параллельны, то амплитуда рассматриваемого процесса

$$A_{\epsilon_3 \epsilon_4} \sim \frac{\exp(-ip_3 r_{13} / \hbar) \exp(-ip_4 r_{24} / \hbar)}{(\epsilon_3 - E_1 - i\hbar/2\tau)(\epsilon_4 - E_2 - i\hbar/2\tau)} \quad (5)$$

$$- \frac{\exp(-ip_4 r_{14} / \hbar) \exp(-ip_3 r_{23} / \hbar)}{(\epsilon_4 - E_1 - i\hbar/2\tau)(\epsilon_3 - E_2 - i\hbar/2\tau)}$$

где введено обозначение  $r_{\ell m} = |\vec{r}_\ell - \vec{r}_m|$ .

Знак "минус" в (5) отвечает тому, что нуклоны с параллельными спинами являются тождественными фермионами.

Вероятность регистрации  $P_{\epsilon_3, \epsilon_4} = |A_{\epsilon_3, \epsilon_4}|^2$  зависит, конечно, от величин  $E_1$  и  $E_2$ . В дальнейшем нас будет интересовать вероятность регистрации, усредненная по энергиям  $E_1$  и  $E_2$ , т.е.

$$\langle P_{\epsilon_3, \epsilon_4} \rangle = \int P_{\epsilon_3, \epsilon_4} dE_1 dE_2 \quad (6)$$

<sup>x/</sup> В соответствии с интересующей нас задачей при выводе (5) предполагалось, что оба излучателя возбуждаются одновременно. Заметим, однако, что отказ от этого условия ничего не меняет в последующих выводах.

Если поляризация не фиксируется, то надо усреднить еще выражение типа (6) по всем возможным комбинациям проекций спинов нейтронов. При этом следует учесть, что в половине случаев, когда нейтроны имеют противоположные проекции спинов, они ведут себя как различные частицы, т.е. вероятность регистрации равна сумме квадратов модулей каждого из слагаемых (5). С учетом всего сказанного после несложных выкладок получаем окончательное выражение:

$$\overline{\langle P_{\epsilon_3, \epsilon_4} \rangle} \sim 1 - \frac{1}{2} \frac{\cos \alpha}{1 + (\epsilon_3 - \epsilon_4)^2 r^2 / \hbar^2}, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} [p_3 (r_{13} - r_{23}) - p_4 (r_{14} - r_{24})]. \quad (7')$$

В полученном соотношении (7) первый член остался бы и в случае излучения различающихся частиц, второй член связан с неразличимостью нейтронов, обладающих одинаковыми проекциями спинов.

3. Дальнейший анализ проведем сначала для случая, когда отбираются нейтроны одинаковой энергии ( $\epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon$ ,  $p_3 = p_4 = p$ ) и вероятность регистрации

$$\overline{\langle P \rangle} \sim 1 - \frac{1}{2} \cos [p (r_{13} - r_{23} + r_{24} - r_{14}) / \hbar]. \quad (8)$$

В соответствии с [1] при малом угле  $\psi$  между направлениями вылета нейтронов аргумент косинуса можно представить в виде  $p \psi r_{12} \vec{N} / \hbar$ , где  $\vec{N}$  - единичный вектор, лежащий в плоскости, образованной траекториями нейтронов и перпендикулярный биссектрисе угла между этими траекториями. В результате (8) можно также записать в виде

$$\langle \overline{P} \rangle = 1 - \frac{1}{2} \cos [(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{N}_p \psi / \hbar]. \quad (8')$$

Для того чтобы получить эффективное сечение  $\sigma$ , соответствующее рассматриваемой конфигурации, следует еще проинтегрировать (8') по поверхности передней полусферы<sup>x/</sup>, определяемой направлением вылета нейтронов (напомним, что угол между импульсами нейтронов считается маленьким). В условиях теплового равновесия каждая площадка излучает в любом направлении с интенсивностью, пропорциональной площади ее проекции на плоскость, перпендикулярную выбранному направлению (закон Ламберта). Поэтому интегрирование по полусфере равноценно интегрированию по равномерно излучающему диску, являющемуся проекцией полусферы (см. рис. 1). Это приводит к выражению

$$\sigma \sim 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{2J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (9)$$

в котором аргумент  $x$  бесселевой функции связан с радиусом ядра  $a$  соотношением

$$x = a r \psi / \hbar. \quad (9')$$

Если отбираются нейтроны разных энергий ( $\Delta\epsilon = \epsilon_3 - \epsilon_4 \neq 0$ ), то надо вместо (8') интегрировать по поверхности передней полусферы выражение (7). Вводя скорость нейтронов  $v$  и величины  $p = (p_3 + p_4) / 2$  и  $\Delta p = p_3 - p_4 = \Delta\epsilon / v$ , можно переписать фазу (7') в виде

$$a = p(r_{13} - r_{23} + r_{24} - r_{14}) / \hbar + \Delta p (r_{13} - r_{23} + r_{14} - r_{24}) / 2\hbar. \quad (7'')$$

---

<sup>x/</sup> Интегрировать нужно не амплитуду, а вероятность, поскольку излучение нейтронов из каждой пары точек поверхности приводит к определенному конечному состоянию ядра, отличному от других.



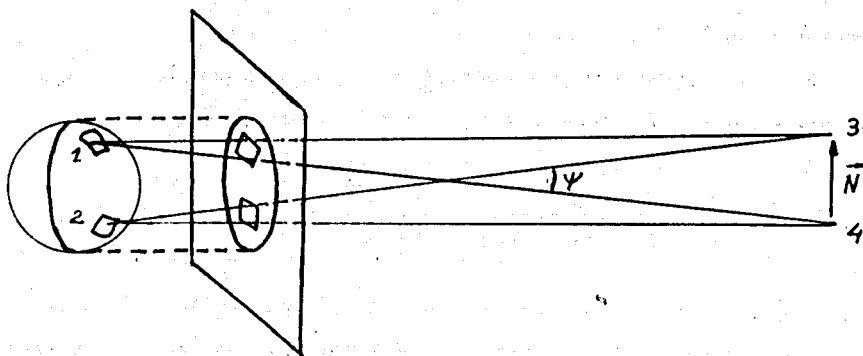


Рис. 1.

Первое слагаемое ( $\gamma''$ ) совпадает с фазой в соотношении (8). Что касается второго слагаемого, то обычно оно мало, и им можно пренебречь.

Действительно, легко видеть, что множитель  $(r_{13} - r_{23} + r_{14} - r_{24})$  равен по порядку величины радиусу ядра, а множитель

$$\frac{\Delta p}{2\hbar} = \frac{\Delta \epsilon}{2\hbar v} \approx \frac{1}{v \tau} = \frac{1}{\ell},$$

где  $\ell$  — путь, проходимый нейтроном в течение среднего времени жизни  $\tau$ . Поскольку возбужденное ядро в рамках рассматриваемой модели живет долго по сравнению с характерным ядерным временем  $a/v$ , отношение  $a/\ell \ll 1$ .

В этих условиях временные переменные отделяются от пространственных, и интегрирование (7) приводит к соотношению

$$\sigma \sim 1 - \frac{1}{2} \frac{1}{1 + (\Delta \epsilon \cdot \tau / \hbar)^2} \left( \frac{2J_1(x)}{x} \right)^2. \quad (10)$$

4. Зависимости  $\sigma$  от  $x = a r \psi / \hbar$  и  $y = \Delta \epsilon \tau / \hbar$  показаны на рис. 2. Их можно использовать для экспериментального определения времени жизни и радиуса возбужденного ядра. Особый интерес представляет первая величина, хотя и о второй при больших возбуждениях известно сейчас очень мало.

Если возбуждать тяжелые ядра ( $A \approx 200$ ) и отбирать нейтроны с энергией  $\epsilon \approx 5$  Мэв, то характерная величина  $x \approx 1$  отвечает углу  $\psi \approx \hbar / p a \approx 0,25$ , т.е. предполагавшееся при проведении расчетов условие  $\psi \ll 1$  можно считать выполненным.

Время жизни  $\tau$ , как уже отмечалось ранее, резко зависит от энергии возбуждения  $W$ . Грубые оценки с помощью (1) и (2) дают, например,  $\frac{\hbar}{\tau} \approx 2 \cdot 10^4$  эв при  $\frac{W}{A} = 1$  Мэв и  $\frac{\hbar}{\tau} \approx 5 \cdot 10^6$  эв при  $\frac{W}{A} = 2$  Мэв. Возможности экспериментального определения  $\tau$  определяются разрешающей способностью измерительной аппаратуры; если считать ее близкой к

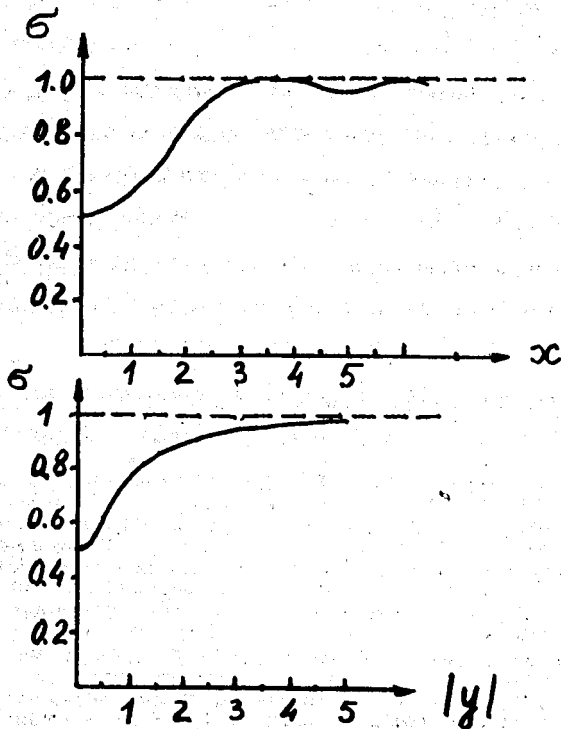


Рис. 2.

10 кэв, то область применимости описываемого метода начинается где-то в районе  $\tau \approx 10^{-18}$  сек и простирается до  $\tau \approx 10^{-21} - 10^{-22}$  сек.

При еще меньших значениях  $\tau$ , т.е. при еще больших возбуждениях, нарушается введенное выше условие  $\sigma/\ell \ll 1$  и изменяется характер процесса излучения, поскольку большая доля нуклонов приобретает энергию, превышающую энергию связи. По сути дела здесь нельзя уже говорить об испарении. Более адекватной является картина роя почти свободных нуклонов, разлетающихся после большого числа взаимных перерассеяний<sup>x/</sup>. Сколько времени живет такая система и каковы ее окончательные размеры — предсказать трудно. Важно, однако, подчеркнуть, что и в этом случае соотношение (10) остается качественно справедливым, и с его помощью указанные параметры могут быть оценены экспериментально.

5. Соотношение (10) получено в предположении, что возбужденное ядро покоится. Если в процессе возбуждения оно приобретает заметную скорость, то для применения (10) достаточно произвести кинематический переход в систему координат, связанную с ядром. В случае, когда регистрируются нейтроны, скорость которых параллельна скорости ядра, можно использовать (10) и в лабораторной системе, поскольку величина  $x$ , пропорциональная поперечной компоненте импульса, не изменяется при преобразовании координат. Не меняется и вид зависимости  $\sigma$  от  $\Delta\epsilon$ , но ширина соответствующего минимума увеличивается из-за эффекта Доплера.

Все предыдущее касалось испарения нейтронов. При малых энерги-

---

<sup>x/</sup> Это хорошая модель явлений, имеющих место на последних стадиях центральных столкновений ультррелятивистских элементарных частиц, когда система, содержащая много  $\pi$ -мезонов, расширяется без изменения числа частиц.

ях возбуждения вероятность испарения протонов пренебрежимо мала из-за влияния дополнительного кулоновского барьера. При достаточно больших возбуждениях протоны начинают испаряться и изучение их угловых и энергетических корреляций может дать ценные сведения о форме и других свойствах кулоновского барьера. К сожалению, испарение протонов можно описывать с помощью (10) только качественно, поскольку на величину угла между направлениями вылета протонов влияет их кулоновское взаимодействие друг с другом и с ядром. Оценим последний эффект (он примерно в  $Z$  раз сильнее первого).

Для этого надо определить угол  $\theta$  между двумя протонами, вылетающими из ядра так, как указано на рис. 3. Легко показать, что  $\theta = Ze^2/pva$ . С другой стороны, интересующие нас угловые корреляции проявляются при углах  $\psi \approx 2\hbar/pa$ . Отношение

$$\frac{\theta}{\psi} \approx \frac{Ze^2}{2\hbar c} \cdot \frac{1}{\beta} \quad (11)$$

характеризует относительную роль вторичных кулоновских взаимодействий. Для протонов с энергией  $\approx 10$  Мэв и ядер с  $A \approx 100$  получаем  $\theta/\psi \approx 1$ . Отсюда следует, что количественный анализ угловых и энергетических корреляций протонов требует последовательного включения в теорию кулоновского взаимодействия с ядром<sup>х/</sup>.

6. В заключение сделаем несколько качественных замечаний.

Мы предполагаем, что различные участки поверхности большого ядра излучают нейтроны независимо. Это согласуется с духом статистической теории, но в действительности следует все же считаться с возможностью существования каких-то корреляций. В рамках нашего подхода их влияние привело бы к некоторым отступлениям от соотношения

---

<sup>х/</sup> Строго говоря, взаимодействия в конечном состоянии имеют место и в случае испарения нейтронов (рассеяние нейтронов друг на друге). Оценки показывают, однако, что влиянием таких процессов можно пренебречь.

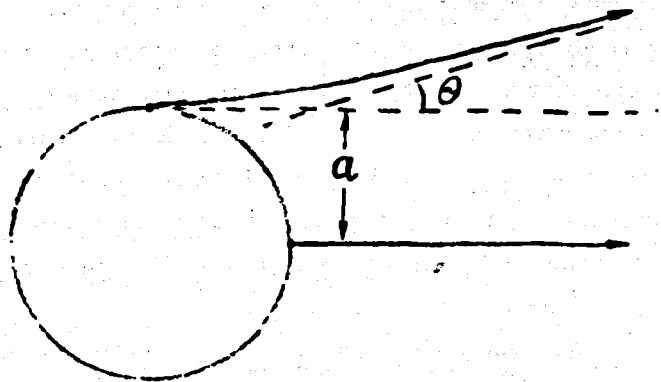


Рис. 3.

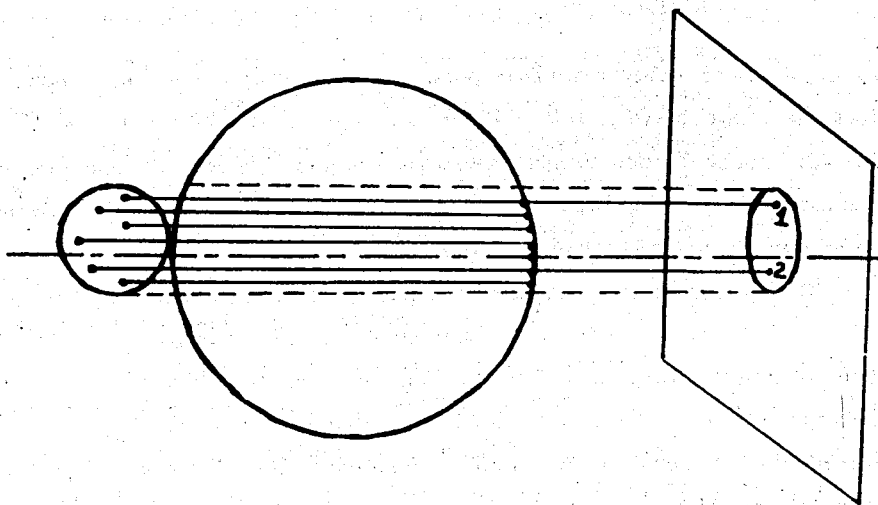


Рис. 4.

(10). В принципе возможен, однако, и более последовательный подход, когда корреляции внутри излучателя с самого начала включаются явным образом в теорию. Возникающие при этом соотношения, аналогичные тем, которые интенсивно изучаются сейчас в оптике, требуют специального рассмотрения.

В процессе возбуждения ядро может приобрести некоторый угловой момент. Если налетающее ядро мало по сравнению с ядром мишени, то, как легко видеть, линейная скорость ядра мишени, связанная с его вращением, много меньше тепловых скоростей нуклонов, и влиянием вращения можно, по-видимому, пренебречь. При столкновении примерно одинаковых ядер относительная роль углового момента, вероятно, еще меньше, во всяком случае для центральных ударов, сопровождаемых наибольшим возбуждением.

Выше всюду предполагалось, что излучающая область имеет форму шара. Фактически возможна и более сложная ситуация, поскольку для очень тяжелых ядер при достаточно большом возбуждении на первой стадии процесса может произойти деление. В этом случае возникнут два движущихся источника нейтронов и угловые корреляции будут иметь совершенно другой характер. Не исключено, что таким образом окажется возможным получить некоторые дополнительные сведения о механизме деления<sup>х/</sup>.

В исходной работе<sup>/1/</sup> была уже отмечена идейная близость нашего корреляционного подхода с астрономическим методом определения угловых радиусов звезд по Брауну и Твиссу. В случае испарения больших возбужденных ядер сходство оказывается особенно сильным: ядро играет роль звезды, излучающей вместо фотонов нейтроны. В соответствии

---

<sup>х/</sup> Здесь уместно отметить сходство с теми столкновениями ультрарелятивистских нуклонов, в которых, как предполагают, возникает два фэйрбола. Роль нейтронов играют в этом случае  $\pi$ -мезоны.

с этим угловые корреляции имеют почти одинаковый вид, отличаясь только заменой в (9) множителя  $(-1/2)$  на  $(+1)$ .

### §3. Интерференционные корреляции $\pi$ -мезонов при столкновении релятивистских ядер

Пусть релятивистское ядро сталкивается центрально с большим неподвижным ядром. Само налетающее ядро и узкий снап образующихся релятивистских  $\pi$ -мезонов вырезают в ядре-мишени цилиндрическую область — так называемую "трубку", внутри которой происходит сильное перемешивание вторичных частиц. Рассмотрим некоторый диск, являющийся ортогональным сечением продолжения "трубки", как это показано на рис. 4. В описываемых условиях можно ожидать, что он почти равномерно "освещен" вторичными частицами, причём по отношению к наблюдателю различные точки этого диска можно рассматривать как независимые между собой излучатели релятивистских  $\pi$ -мезонов и нуклонов. Примерно такая же ситуация будет и для столкновений не вполне центральных.

Таким образом, возникают условия, сходные с теми, которые осуществляются при испарении возбужденных ядер. Поэтому распределение углов  $\psi$  между двумя протонами, имеющими одинаковые энергии и вылетающими примерно вдоль направления первичного ядра, по-прежнему описывается соотношением (9). Если речь идет об угле между  $\pi$ -мезонами, то в связи с отсутствием у них спина следует заменить  $(-1/2)$  на  $(+1)$ , что приводит к зависимости:

$$\sigma \sim 1 + \left( \frac{2J_1(x)}{x} \right)^2. \quad (12)$$

При отборе частиц разных энергий следует ожидать появления членов, аналогичных множителю  $[1 + (\Delta\omega\tau/\hbar)^2]^{-1}$  в (10). Однако о длительности процесса излучения (аналог величины  $\tau$ ) и о точном аналитическом виде зависимости  $\sigma$  от  $\Delta\omega$  нельзя сказать заранее почти ничего; на



первый план здесь выдвигается возможность экспериментального изучения проблемы.

Отметим, что ролью кулоновского взаимодействия можно в первом приближении пренебречь. Действительно, соотношение (11) справедливо и для релятивистских частиц, когда  $\beta \approx 1$ . Поэтому даже при  $Z \approx 100$  величина  $\theta/\psi$  достаточно мала.

Из (12) следует, что распределение углов между одинаковыми релятивистскими  $\pi$ -мезонами имеет узкий максимум при  $\psi \approx \hbar/\rho\alpha$ . С другой стороны, независимо от обсуждаемых интерференционных явлений все релятивистские частицы летят вперед узким конусом, так что углы между ними должны быть малыми. Возникает вопрос, как отделить одно от другого?

Отметим прежде всего, что при больших диаметрах "трубки" интерференционный максимум оказывается существенно более узким. Кроме того, имеется возможность сопоставления угловых распределений однотипных и разнотипных  $\pi$ -мезонов ( $\pi^+\pi^+$  или  $\pi^-\pi^-$  с  $\pi^+\pi^-$ ). Наконец, даже для однотипных  $\pi$ -мезонов интерференционный максимум можно отделить от кинематического, сравнивая пары  $\pi$ -мезонов одинаковых энергий с парами, имеющими достаточно большую разность энергий  $\Delta\epsilon \gg \hbar/\zeta$ .

В настоящем параграфе мы исходили из предположения о независимости излучения на разных участках диска; предполагалось также, что радиус диска близок к радиусу налетающего ядра. Не следует забывать, что это — только предположения, хотя и вполне естественные. Важность рассматриваемых интерференционных явлений мы видим, между прочим, и в том, что с их помощью возможна экспериментальная проверка этих и других представлений о механизме взаимодействия между сталкивающимися релятивистскими ядрами. На этом пути можно также надеяться получить некоторые сведения и о механизме взаимодействия ультрарелятивистских элементарных частиц.

В частности, столкновение релятивистских ядер может иметь некоторое модельное значение. Рассмотрим в качестве примера корреляции между  $\pi$ -мезонами, вылетающими перпендикулярно к оси трубки в лабораторной системе координат. Сечение излучающей области имеет в этом случае форму прямоугольника, вытянутого вдоль направления движения налетающего ядра (которое считается сейчас маленьким по сравнению с ядром мишени). Поэтому угловая ширина интерференционного максимума будет зависеть от ориентации плоскости, образованной импульсами двух выделенных  $\pi$ -мезонов: максимум узок, если ось трубки лежит в этой плоскости, и широк, если они перпендикулярны друг другу.

Можно надеяться, что аналогичный анализ корреляций вторичных мезонов позволит сделать выбор между теориями множественного рождения при столкновениях релятивистских частиц, поскольку различные теории приводят к излучающим объемам существенно разной формы.

Авторы благодарны В.Л. Любошицу за ценные замечания.

#### Литература

1. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 13, в.5, 1116, 1971.
2. Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р1-5668, Дубна, 1971.
3. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р1-5648, Дубна, 1971.
4. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р1-5666, Дубна, 1971.
5. Я.И. Френкель. Принципы теории атомных ядер, гл.6, М-Л, Изд-во АН СССР, 1955.

Рукопись поступила в издательский отдел

12 июля 1971 года.