

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



2516/2-76

5/m-76

П-13

P2 - 9685

А.С.Пак, А.В.Тарасов

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ НА ЯДРАХ

1976

P2 - 9685

А.С.Пак, А.В.Тарасов

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1. При изучении процессов рождения нестабильных частиц на ядрах следует иметь в виду, что спин большинства известных резонансов отличен от нуля, поэтому даже усредненные по спину нуклона характеристики резонанс-нуклонного взаимодействия зависят от спина рождающейся частицы. Так, полные сечения взаимодействия частицы X спина S с неполяризованными нуклонами описываются $(2S+1)$ независимыми величинами $\sigma_{KN}^{*st}(\lambda)$, где λ — величина спиральности частицы X . Требование сохранения пространственной четности дает $\sigma_{KN}^{*st}(\lambda) = \sigma_{KN}^{*st}(-\lambda)$ (в приближении слабыми взаимодействиями) и число независимых параметров сокращается до $(S+1)$ для частиц целого спина и $(S+1/2)$ для частиц полуцелого спина. При обсуждении взаимодействия векторных частиц ($\rho, \omega, \varphi, A_1, \rho, \omega$ -мезонов) с нуклонами необходимо различать сечения взаимодействия поперечно-поляризованных ($\lambda = \pm 1$) и продольно-поляризованных ($\lambda = 0$) частиц с неполяризованными нуклонами ($\sigma(\lambda = \pm 1) = \sigma^T, \sigma(\lambda = 0) = \sigma^L$) /1/.

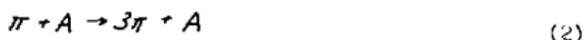
Наиболее достоверные данные о взаимодействии нестабильных частиц (или систем частиц) с нуклонами получены к настоящему времени из анализа данных о когерентном фоторождении нейтральных векторных частиц V^0 и когерентной дифракционной диссоциации

T -мезонов в $3T$ -систему на ядерных мишенях и относятся именно к частицам спина 1. Поскольку в реакциях когерентного рождения доминируют переходы без изменения спиральности, доля рождаемая часть V^0 -мезонов в реакции



рассеяется поперечно-полуплоскостно. Характеристика взаимодействия V^0 -мезонов с нуклонами, которая изучается по зависимости от атомного номера A сечений реакции (1) является полным сечением взаимодействия с неполяризованными нуклонами поперечно-полуплоскостно V^0 -частиц σ_{VN}^T /2/.

Соответственно из реакции



определяется величина $\sigma_{A,N}^L \approx \sigma_{\pi N}$ /3/.

Если A_N -мезон не является резонансом, а представляет собой кинематическую особенность в $\rho\pi\pi$ -системе в S -полне, то в предположении о приближенной аддитивности сечений взаимодействия можно считать:

$$\sigma_{A,N}^L = \sigma_{(\rho\pi)N} = \sigma_{\rho N}^L + \sigma_{\pi N} - \Delta\sigma, \quad (3)$$

где $\Delta\sigma = \sigma_{\rho N} \cdot \sigma_{\pi N} / \varepsilon \pi B$,

B - параметр наклона дифференциального сечения πN - ρN -рассеяния.

С величина $\sigma_{\rho N}^L$ в настоящее время нет надежной экспериментальной информации. Существуют теоретические модели (алгебра токов с C -членами и гингеровскими членами), в которых $\sigma_{\rho N}^L = 0$. Экспериментальные данные о глубоконеупругом рассеянии электронов на нуклонах /4/ и об электропроизведении ρ^0 -мезонов на нуклонах /5/ совместимы с соотношением:

$$\sigma_{\rho N}^L \leq 0,25 \sigma_{\rho^0 N}^T. \quad (4)$$

Несколько скудные экспериментальные данные о сечениях реакций $\pi^- C^{12} \rightarrow \rho^0$ /6/ и $\pi^- Ne^{20} \rightarrow \rho^0$ /7/ при импульсе пions 3,5+3,7 Гэв/с также оказываются совместимыми с соотношением (4), если при их обработке учесть эффекты нестационарности ρ^0 -мезона /8/.

Таким образом, значение величины $\sigma_{A,N}^{-L}$, близкое к $\sigma_{A,N}$, не противоречит соотношению

Оценка $\sigma_{A,N} = 1,75 \sigma_{A,N} / 9$, основанная на численном равенстве $\sigma_{A,N}^T = \sigma_{A,N}^L$, относится на самом деле к величине $\sigma_{A,N}^T$, если A_i (рп) - система, и говорить о противоречии этих оценок и экспериментальных данных группы /3/ о величине $\sigma_{A,N}^L$ бессмысленно, поскольку сравниваются разные величины.

Приведенный пример показывает, как может возникнуть противоречие там, где его, возможно, и нет, если не учитывать спина частиц.

Естественно, что измерение всех независимых параметров $\sigma_{A,N}^{tot}(\lambda)$ представляет несомненный интерес, однако для этого уже недостаточно изучения A -зависимости лишь дифференциальных сечений процессов рождения исследуемой частицы на атомных ядрах. Необходимо проведение также поляризационных измерений при исследовании этих процессов.

Поскольку возможные значения спиральности стабильных частиц ограничены величинами $\lambda = 0$ (π и K -мезоны), $\pm 1/2$ (нуклоны, Λ , Σ - гипероны), ± 1 (δ -тоны), рождение всех спиральных состояний нестабильных частиц спина $S \geq 1$ с неизбежностью должно включать процессы с переворотом спина или, иными словами, с изменением спиральности быстрой частицы.

В реакциях когерентного рождения ядра можно рассматривать как бесспиновые, поскольку величина S_A/A (S_A - спин ядра, A - атомный номер), определяющая роль спина ядра в когерентных процессах, ничтожно мала для всех известных стабильных ядер.

Из общих соображений легко получить, что амплитуды когерентного рождения резонансов на бесспиновой мишени со значением спиральности, отличающимся от спиральности частиц пучка на n -единиц, пропорциональны n -ой степени переданного импульса q .

Соответственно относительные вклады переходов с изменением спиральности на n в полное сечение когерентного рождения данной частицы оказываются порядка $(Rm)^{-2n}$, где R - радиус ядра, а $m \sim 1$ ГэВ, и ничтожно малы (\sim нескольких процентов) для всех $n \neq 0$. Поэтому определение диагональных элементов матрицы плотности рождающейся частицы за исключением одного, соответствующего переходу без применения спиральности, и изучение их A -зависимости является задачей нереальной. По существу

помимо квадратов амплитуд доминирующих переходов без изменения спиральности реально измеримыми могут быть только величины, пропорциональные произведению амплитуд доминирующих переходов и переходов с изменением спиральности на единицу, например, элементы матрицы плотности ρ_A^{00} в процессах рождения V, A, ρ -мезонов. Поскольку также величины (ρ_A^{00}) зависят от обоих параметров σ^T и σ^L , тогда как дифференциальные сечения — лишь от одного из них (см. ниже), исследование A -зависимости сечений образования частиц спина 1 и элементов матрицы плотности ρ_A^{00} в процессах когерентного рождения позволит в принципе определить обе характеристики σ^T и σ^L . Однако реальная осуществимость этой программы зависит как от величины диагональных элементов матрицы плотности ρ_A^{00} , так и от их чувствительности к значениям определяемых величин σ^T и σ^L . Абсолютные значения величин ρ_A^{00} определяются динамикой процессов рождения и рассеяния резонансов на нуклонах. Если в этих процессах сохраняется S -канальная спиральность, как, например, в процессах фоторождения ρ^0 -мезонов, то в L -системе (см. ниже)

$$\rho^{00}(q) \sim \frac{q}{\sqrt{s}}, \quad s = 2m_N E,$$

E — энергия падающей частицы в л.с., т.е. обсуждаемые поляризационные объекты ничтожны и для их измерения нужна гигантская статистика. Если в процессах рождения сохраняется T -канальная спиральность, как, например, в реакции $\pi N \rightarrow A, N$, то в той же системе

$$\rho^{00}(q) \sim \frac{2q m_2}{m_2^2 - m_1^2},$$

где $m_1, (m_2)$ — масса налетающей (родившейся) частицы, и среднее значение величины ρ_A^{00} может достигать 10–15% 10^4 в процессах когерентного рождения, что является вполне измеримой величиной при наличии хорошей статистики. Разумеется, точность измерения таких величин заметно меньше точности измерения дифференциальных сечений и поэтому исследование A -зависимости величин ρ_A^{00} с целью одновременного определения параметров σ^T или σ^L (один из них можно определить по A -зависимости дифференциальных сечений) имеет смысл лишь при достаточной чувствительности ρ_A^{00} к значениям σ^T и σ^L .

Для исследования этого вопроса необходимо обобщить известные результаты теории когерентного рождения таким образом, чтобы они позволяли учитывать спиновые эффекты.

2. Пользуясь результатами работ [11, 12], запишем выражение для амплитуды процесса $a + A \rightarrow b + A'$ в виде:

$$F_{i,j}(q, \Delta) = \frac{iK}{2\pi} \sum \int d\bar{v} e^{i\bar{q}\bar{v}} U_j(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_A) \prod_{i=1}^A \left\{ \theta(\bar{z}_i - z_{i-1}) \cdot \right. \\ \left. [\delta_{a_i, a_{i-1}} - \Gamma^{(i)}(\bar{v} - \bar{s}_i)] e^{i\Delta_i \bar{z}_i} U_i(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_A) d\bar{z}_i \right\} \quad (1)$$

где $U_i, (U_j)$ - волновые функции начального (конечного) состояния ядра; K - импульс налетающей ч. стиги; q, Δ - соответственно поперечная и продольная составляющие переданного импульса ($q \perp K, \Delta \parallel K$); $\bar{z}_i = (\bar{s}_i, z_i)$ - радиус-вектор нуклона, причем $\bar{s}_i \perp K, z_i \parallel K$; \bar{v} - привальный параметр, а операторы $\Gamma^{(i)}(\bar{v} - \bar{s}_i)$ определяются как объемы Фурье-образов амплитуд соответствующих элементарных процессов. Учет спина начальной, конечной и промежуточных частиц приводит к тому, что операторы $\Gamma^{(i)}(\bar{v} - \bar{s}_i)$ не коммутируют между собой и необходимо соблюдать хронологическую последовательность соответствующих элементарных актов, что обеспечивается наличием θ -функций в (5). Знак \sum означает суммирование по всем возможным комбинациям промежуточных возбужденных частиц a , приводящим к результирующему переходу $a \rightarrow b$ ($a_0 = a, a_n = b$).

В большинстве случаев при рассмотрении процессов рождения частиц на ядрах достаточно учесть лишь одно неупругое столкновение, переводящее частицу a в частицу b и всевозможные упругие перерассеяния их на нуклонных ядра, не сопровождающиеся изменением их спинового состояния. В таких случаях говорят о доминировании одноступенчатого механизма реакции. Дальнейший анализ проводится именно в этом приближении.

Используя при рассмотрении когерентных процессов ($f=i$) обычное приближение некоррелированных нуклонов

$$|U_i(\bar{z}_1, \dots, \bar{z}_A)|^2 = \prod_{i=1}^A \frac{\rho(\bar{z}_i)}{A}, \quad \int \rho(\bar{z}) d\bar{z} = A, \quad (2)$$

где $\rho(\vec{r})$ - одночастичная плотность распределения нуклонов в ядре, для спиральных амплитуд процесса $a + A \rightarrow b + A$ в одноступенчатом приближении нетрудно получить представление:

$$F^{\lambda_a \lambda_b}(\vec{q}) = \frac{i\kappa}{2\pi} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \int_{a+c}^{\lambda_a \lambda_b} (\vec{b}-\vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d\vec{s} dz \cdot \exp_{A,1} \left[- \int \Gamma_{aa}^{\lambda_a \lambda_a} (\vec{b}-\vec{s}) T_-(\vec{s}, z) d\vec{s} - \int \Gamma_{bb}^{\lambda_b \lambda_b} (\vec{b}-\vec{s}) T_+(\vec{s}, z) d\vec{s} \right], \quad (7)$$

где $T_-(\vec{s}, z) = \int_{-\infty}^z \rho(\vec{s}, z') dz'$, $T_+(\vec{s}, z) = \int_z^{\infty} \rho(\vec{s}, z') dz'$,

$$\exp_{A,\kappa}(x) = \left(1 + \frac{x}{A}\right)^{A-\kappa},$$

причем при $A \gg 1$, $A \gg \kappa$ $\exp_{A,\kappa}(x) \approx \exp(x)$.

Рассмотрим структуру величин вида

$$V(\vec{r}) = \int \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d\vec{s}, \quad (8)$$

которые мы будем называть оптическими потенциалами соответствующих процессов.

Спиральные амплитуды процесса

$$a + N \rightarrow b + N \quad (9)$$

при малых поперечных переданных импульсах \vec{q} могут быть параметризованы следующим образом:

$$f^{\lambda_a \lambda_b}(\vec{q}) = (-i)^{|\lambda_a - \lambda_b|} c_{i_1 \dots i_m} q_{i_1} q_{i_2} \dots q_{i_m} e^{-\frac{bq^2}{2}}, \quad (10)$$

где $c_{i_1 \dots i_m}$ - абсолютно симметричный тензор ранга $|\lambda_a - \lambda_b|$ в 2-мерном пространстве (плоскость прицельного параметра \vec{b}), свертка которого по любой паре индексов равна нулю, λ_a (λ_b) - спиральность начальной (родившейся) частицы.

Функция прѳила, соответствующая амплитуде вида (10), равна

$$\Gamma^{\lambda_a \lambda_b}(\vec{b}) = (c_{i_1 \dots i_m} \nabla_{i_1} \nabla_{i_2} \dots \nabla_{i_m}) e^{-\frac{b^2}{2\delta}}. \quad (11)$$

Параметр наклона B дифференциального сечения процесса (9), играющий роль квадрата радиуса d^2 этого процесса (того же меньшего квадрата характерных линейных размеров дна R). Поэтому в свертке (3) величины $\Gamma(\delta)$ работают как производные от δ -функции. Таким образом, с точностью до величин $\sim \frac{d^2}{R^2}$ оптический потенциал перехода с изменением спиральности на 2 единиц выражается через n -ю производную от плотности:

$$V^{(n)}(\bar{z}) = c_{n, \dots, m} \nabla_x \nabla_y \dots \nabla_m \rho(\bar{\delta}, z). \quad (11)$$

В частности, оптический потенциал, соответствующий переходу без изменения спиральности, пропорционален просто плотности.

С учетом всего вышесказанного для спиральных амплитуд одноступенчатых переходов легко получить следующее выражение:

$$F^{A_n A_s}(\varrho, \Delta) = (-i)^{A_n - A_s} c_{n, \dots, m} \varrho_x \varrho_y \dots \varrho_m S^{(n)}(\varrho, \Delta), \quad (12)$$

где

$$S^{(n)}(\varrho, \Delta) = 2\pi \int \frac{J_n(\varrho \delta)}{\varrho^n} \left[\left(-\frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial \delta} \right)^n \rho(\delta, z) \right] \exp \left[i \Delta z - \frac{\sigma_n(\lambda_n)}{2} T_-(\delta, z) - \frac{\sigma_s(\lambda_s)}{2} T_+(\delta, z) \right] \delta^{n-1} d\delta dz. \quad (13)$$

Величина $(-i)^{A_n - A_s} c_{n, \dots, m} \varrho_x \varrho_y \dots \varrho_m$ с точностью до множителя $\exp(-\frac{\delta \varrho^2}{2})$, равного практически единице в области приращенных импульсов $\varrho \sim \lambda^{-1}$, характерных для когерентных процессов, совпадает с выражением (10) для амплитуды элементарного процесса (9). Поэтому формулу (13) приближенно можно переписать в виде:

$$F^{A_n A_s}(\varrho, \Delta) = f_{A_n - A_s}(\varrho) S^{(n)}(\varrho, \Delta). \quad (14)$$

Обсудим более подробно свойства обобщенных фазовых факторов $S^{(n)}(\varrho, \Delta)$. Для простоты в дальнейшем будем рассматривать предел сверхвысоких энергий $k \rightarrow \infty, \Delta \rightarrow 0$ и пренебрегать зависимостью от продольной передачи импульса Δ .

В простом импульсном приближении (т.е. в пределе $\sigma_a = \sigma_s = 0$) все формакторы $S^{(n)}(q)$ равны друг другу и совпадают с урре-преобразованием ядерной плотности:

$$S^{(n)}(q) = S(q) = \int d\bar{z} \rho(\bar{z}) e^{i\bar{q}\bar{z}}, \quad (16)$$

причем $S(0) = A$.

Взаимодействие частиц в начальном и конечном состояниях изменяет как k -зависимость, так и q -зависимость величин $S^{(n)}(q)$ и делает ее разной для разных значений n . Рассмотрим значения формакторов $S^{(n)}(q)$ при $q=0$, которые в борновском приближении, как отмечалось выше, равны просто атомному номеру A .

Из (14) имеем:

$$S^{(n)}(0) = 2\pi \int d\theta \frac{e^{2n\theta}}{2^n} \left(-\frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\right)^n \rho(\theta, z) \cdot \exp\left[-\frac{\sigma_a'}{2} T_-(\theta, z) - \frac{\sigma_s'}{2} T_+(\theta, z)\right]. \quad (17)$$

Если отношением $\alpha = \text{Re}f(\alpha)/\text{Im}f(\alpha)$ можно пренебречь, то экспоненциальный множитель в выражении (17) вещественен и всегда меньше единицы. На этом основании можно было бы заключить, что значение величины $S^{(n)}(0)$ при наличии поглощающего взаимодействия всегда меньше, чем в борновском приближении. В действительности это так только в том случае, когда все производные $\left(-\frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\right)^n \rho(\theta, z)$ положительно определены, что имеет место, например, в гауссовой модели для плотности распределения:

$$\rho(z) = \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{z^2}{R^2}\right).$$

Обычно используемая при обработке экспериментальных данных фермиевская плотность

$$\rho(z) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{z-R}{c}\right)\right]^{-1} \quad (18)$$

не обладает этим свойством, начиная уже с $k=2$. В силу этого величины $S^{(n)}(0)$ при $n \geq 2$ могут быть как меньше, так и больше A в зависимости от соотношения между длиной свободного

поглощения частиц в ядре, определяемой величиной сечения σ , и толщиной поверхностного слоя ядра.

В таблице I приводятся значения величин $S^{(n)}(0)$ при $\sigma_a = \sigma_g = \sigma$ для разных значений величины σ и параметра c в (18), иллюстрирующие сказанное выше. Можно показать, что $S^{(n)}(0) \geq S^{(n-1)}(0)$ по крайней мере при $\sigma_a = \sigma_g = \sigma$ и $n \leq 4$ для произвольной плотности $\rho(\bar{r})$.

Кроме того, Q -зависимость факторов с большими n при малых Q более пологая, чем у факторов с меньшими n , это с очевидностью следует из свойств функций Бесселя. Поэтому по крайней мере в области передач до первого дифракционного минимума, определяемого первым нулем фактора $S^{(n)}(q)$, в которой сосредоточена основная доля ($\sim 80\%$) событий когерентного рождения, $S^{(n)}(q) \geq S^{(n-1)}(q)$. Таким образом, отношение интенсивности когерентных процессов с изменением спирали к интенсивности процессов без изменения спирали в этой области передач больше, чем соответствующее отношение в элементарных процессах (It), хотя сама величина этих отношений, разумеется, очень мала.

Такое усиление одноступенчатых спинфлипных переходов в случае реакций на ядрах обусловлено сугубо периферической природой спинфлипных взаимодействий. Описываемые эти взаимодействия оптические потенциалы пропорциональны производным от ядерной плотности и в случае распределения ферми сконцентрированы в узкой области на границе ядра, где сама плотность мала. Поэтому поглощение либо меньше ослабляет интенсивность таких переходов по сравнению с бесспинфлиповыми, протекающими в отсутствие поглощения равномерно по всему объему ядра, либо даже усиливает их за счет разного ослабления в областях с положительным и отрицательным значением оптического потенциала. Разумеется, все заключения об усилении спинфлипных переходов в реакциях рождения на ядрах справедливы при условии равенства сечений взаимодействия с нуклонами рождаемой частицы в разных спиральных состояниях. Различие этих величин может либо усилить, либо ослабить указанный эффект. Для иллюстрации величины эффекта на рис. I приведена Δ -зависимость величин

$$S^{(1)}(q=0, \sigma_a = \sigma_g = \sigma) = N(0, \frac{\sigma}{2}), S^{(2)}(q=0, \sigma_a = \sigma_g = \sigma) = N(\frac{\sigma}{2}, \frac{\sigma}{2}) \quad (19)$$

Таблица

A	b	S ⁽¹⁾		S ⁽²⁾		S ⁽³⁾	
		c=0.27	c=0.545	c=0.27	c=0.545	c=0.27	c=0.545
64	40ml	17	21	47	27	86	74
	50ml	14	18	43	26	84	65
	60ml	12	16	39	25	84	58
108	40ml	24	28	79	47	170	167
	50ml	20	24	72	40	164	157
	60ml	17	21	66	40	157	140
208	40ml	38	42	154	120	382	222
	50ml	31	35	148	105	381	210
	60ml	26	30	124	93	369	204

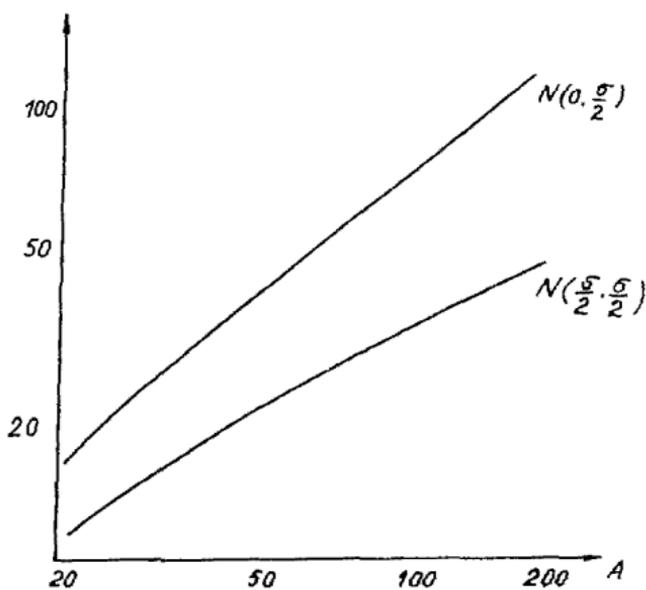


Рис. 1

при $\sigma = 25 \text{ мб}$ как функция атомного номера. Числа $N(0, \frac{\sigma}{2})$ и $N(\frac{\sigma}{2}, \frac{\sigma}{2})$ определены как обычно [10].

3. Нестабильность рождающихся частиц позволяет по угловым распределениям продуктов распада изучать интенсивность рождения частиц b в разных спиновых состояниях и интерференции амплитуд рождения частиц с различной спиральностью или, иными словами, измерить элементы матрицы плотности $\rho_A^{j_1 j_2}$. По определению, измеряемые величины - дифференциальное сечение и элементы матрицы плотности связаны с амплитудами соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho_A^{j_1 j_2} \right) = \sum_{j_1, j_2} \rho_A^{j_1 j_2} F^{j_1 j_2} F^{*j_1 j_2}, \quad (19)$$

где $\rho_A^{j_1 j_2}$ - матрица плотности частиц пучка. Для пучка неполяризованных частиц

$$\rho_A^{j_1 j_2} = \frac{1}{2S_a + 1} \delta^{j_1 j_2}$$

В случае рождения частиц пучками π и K -мезонов ($S_a = 0$, $J_a = 0$) получается простая связь между наблюдаемыми величинами процессов на нуклоне и на ядре, если доминирует одноступенчатый механизм:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho_A^{j_1 j_2} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \rho_N^{j_1 j_2} \right) S^{j_1 j_2}(q) S^{*j_1 j_2}(q). \quad (20)$$

Если в рассматриваемом процессе не запрещены переходы без изменения спиральности (например, реакции $\pi \rightarrow A_{1,3}$, $K \rightarrow \varphi$), то вкладом в дифференциальное сечение событий с рождением частиц с ненулевой спиральностью можно пренебречь и получается простое соотношение между элементами матрицы плотности:

$$\rho_A^{j_1 j_2} = \rho_N^{j_1 j_2} \frac{S^{j_1 j_2}(q) S^{*j_1 j_2}(q)}{|S^{(0)}|^2}. \quad (21)$$

Учитывая результаты анализа q -зависимости факторов $S^{j_1 j_2}(q)$, получим, что по крайней мере в области передач импуль-

са от нуля до первого дифракционного минимума (в которой по существу и возможно надежное экспериментальное отделение когерентных событий от некогерентного фона) величины $\rho_1^{AA'}$ могут превышать соответствующие характеристики процессов рождения частиц на нуклонах. С учетом q -зависимости величина $\rho_1^{AA'}$ и малости характерных переданных импульсов в когерентных процессах помимо величин ρ_1^{00} , практически равных единице, имеет смысл рассматривать лишь линейные по переданному импульсу поляризационные параметры, т.е. элементы матрицы плотности ρ_1^{0i} . Сценим порядок величины наблюдаемых поляризационных эффектов, доступных измерению в процессах когерентного рождения. Записывая угловое распределение продуктов распада частиц спина 1 (например, для распада $A_1 \rightarrow p\pi$) в виде:

$$W(\theta, \varphi) = \frac{3}{8\pi} \left[\rho^{00} \cos^2 \theta - 2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho^{0i} \sin \theta \cos \theta \cos \varphi + o\left(\frac{q^2}{m^2}\right) \right] \quad (22)$$

и разбивая полный телесный угол на четыре области:

$$I. \quad 0 < \theta < \frac{\pi}{2}, \quad -\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{\pi}{2}; \quad II. \quad \frac{\pi}{2} < \theta < \pi, \quad \frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{3\pi}{2},$$

$$III. \quad 0 < \theta < \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{3\pi}{2}, \quad IV. \quad \frac{\pi}{2} < \theta < \pi, \quad -\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{\pi}{2},$$

получим для относительного превышения числа продуктов распада N в областях III, IV над их числом в областях I, II при фиксированном значении переданного импульса:

$$\eta = \frac{N_{III} + N_{IV} - N_I - N_{II}}{N_I + N_{II} + N_{III} + N_{IV}} = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \rho^{0i} \quad (23)$$

Обычно сравниваются числа N , проинтегрированные по некоторому интервалу переданных импульсов. Если в качестве такого интервала выбрать интервал $0 < q < q_m$, где q_m соответствует первому дифракционному минимуму, то в правой части соотношения (23) будет стоять величина

$$\bar{\rho}_1^{0i} = \frac{\int \frac{d\sigma}{d\Omega}(q) \rho^{0i}(q) q dq}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega}(q) q dq}.$$

Полагая для простоты q -зависимость фазовых факторов $S^{(0)}(q)$ и $S^{(2)}(q)$ одинаковой и равной:

$$\frac{S(q)}{S(0)} = \frac{2J_1(qR)}{qR}$$

где R - радиус ядра, что с хорошей точностью описывает реальную ситуацию, а $f(q) \sim \frac{q}{m}$, получим:

$$\overline{\rho}_A^{00} = \frac{S^{(0)}(0)}{S^{(2)}(0)} \cdot \frac{1,5}{R \cdot m} \quad (2.1)$$

причем значение параметра m определяется толщиной рассматриваемого процесса. Например, в случае процессов дифракционной диссоциации $\pi N \rightarrow A_{1,3} N$ с хорошей точностью сохраняется t -канальная спиральность - проекция спина рождаемой частицы на ось Z в системе Готтфрида-Джексона^{/13/}:

$$\rho_{q,\lambda}^{00}(q) = 1, \quad \rho_{q,\lambda}^{ik}(q) = 0, \quad i, k \neq 0.$$

При анализе реакции на ядерных мишенях удобно ось квантования связывать с направлением импульса рождаемой частицы, ибо лишь при таком ее выборе амплитуда tN -рассеяния вперед становится диагональной по индексу λ и приобретают смысл величины $\sigma_{tN}^{i\lambda}(\lambda)$. Систему, в которой ось Z направлена по импульсу частицы t в л.с. или против импульса мишени в системе покоя рождающейся частицы, а ось Y , как обычно, по нормали к плоскости рассеяния, мы будем называть L -системой. Она возвращена по отношению к системе Готтфрида-Джексона на угол

$$\chi = \arctg \frac{2q m t}{m_t^2 - m_a^2}$$

и в пределе $E \rightarrow \infty$ совпадает с S -системой^{/9/}. Соответственно величины

$$\rho_L^{00}(q) \approx \frac{\sin \chi \cos \chi}{\sqrt{2}} \cdot \rho_{q,\lambda}^{00} \approx \frac{\sqrt{2} q m t}{m_t^2 - m_a^2},$$

т.е. в (24) для данного случая $m = \sqrt{2} m_t^2 / (m_t^2 - m_a^2)$.

Полагая для оценок $\sigma_{\lambda,N}^T = \sigma_{\lambda}^L = \sigma_{\pi N} = \sigma$, получим

$$\eta = \frac{8 m_A}{\pi (m_A^2 - m_\pi^2) R} \frac{N(0, \frac{\sigma}{2})}{N(\frac{\sigma}{2}, \frac{\sigma}{2})}, \quad (25)$$

что составляет величину порядка $0,15 \pm 0,2$ для ядерных мишеней с $27 < A < 203$.

Таким образом, несмотря на малость характерных переданных импульсов в процессах когерентного рождения, в них могут наблюдаться довольно заметные поляризационные эффекты в L -системе, вполне доступные измерению, если в процессах $\alpha + N \rightarrow \beta + N$ сохраняется t -канальная спиральность. Если же в этих процессах сохраняется S -канальная спиральность, как в случае реакции $\pi N \rightarrow \rho^0 N$, то эти эффекты ничтожны и вымирают с ростом энергии. Таким образом можно надеяться, изучая A -зависимость величины η в процессах $\pi A \rightarrow A_1 A$, определить величину $\sigma_{A,N}^T$ и проверить предсказание ^{9/}. Величина $\sigma_{A,N}^L$ определена в работе ^{3/} из анализа A -зависимости дифференциального сечения.

Однако реализация этой программы сталкивается с существенными трудностями, которые связаны со следующим обстоятельством. Сферический характер спиндипового взаимодействия помимо усиления переходов с изменением спиральности на ядерных мишенях, обсуждавшегося выше и являющегося положительным фактором, приводит также к весьма заметному снижению чувствительности недифракционных формфакторов $S^{(n)}(n \geq 1)$ к величине сечений взаимодействия частиц с нуклонами.

Сравнительную чувствительность величин $S^{(0)}(\sigma_1, \sigma_2)$ и $S^{(n)}(\sigma_1, \sigma_2)$ к изменению параметра σ_2 можно видеть уже из табл. I (чувствительность к изменению одного из параметров σ составляет примерно половину чувствительности к изменению обеих величин). Однако для того, чтобы получить реальное представление о масштабах наблюдаемого эффекта, необходимо более подробно рассмотреть процедуру определения величины σ_2 . Поскольку спиральные амплитуды $f^{\lambda_1 \lambda_2}(q)$ представляют собой не зависящие от спина нуклона части амплитуд реальных процессов (в силу усреднения по спину нуклона), построенные из них ва-

личины (сечения, элементы матрицы плотности) могут отличаться (и отличаются, см., например, /А/) от величин, измеряемых в экспериментах с водородной (дейтериевой) мишенью. Поэтому, чтобы исключить из анализа неопределенности, связанные с недостаточно полным знанием характеристик процессов рождения на нуклонах, входящих в соотношения (25), необходимо анализировать не сами характеристики процессов рождения на ядра, а их отношения, соответствующие разным ядрам, и не содержащие характеристик процессов (9), например:

$$\gamma = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{A_{min}}} = \left| \frac{S^{(0)}(\sigma_1, \sigma_2, A)}{S^{(0)}(\sigma_1, \sigma_2, A_{min})} \right|^2, \quad (26)$$

где A_{min} - минимальное значение атомного номера используемых ядер мишеней.

Соответственно отношение величин γ (например, для процесса $\pi A \rightarrow A_1 A$) равно

$$\frac{\gamma_A}{\gamma_{A_{min}}} = \frac{S^{(0)}(\sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^T, A) \cdot S^{(0)}(\sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^L, A)}{S^{(0)}(\sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^T, A_{min}) \cdot S^{(0)}(\sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^L, A_{min})}. \quad (27)$$

Величины $\sigma_{A_1 N}^L$ определяются из анализа A -зависимости отношений (26), поэтому в (27) отношение $S^{(0)}/S^{(0)}(A_{min})$ является фиксированным параметром и по существу величины $\sigma_{A_1 N}^T$ должны определяться по A -зависимости отношений

$$\frac{S^{(0)}(0, \sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^T, A)}{S^{(0)}(0, \sigma_{\pi N}, \sigma_{A_1 N}^T, A_{min})} = \xi(\sigma_{A_1 N}^T, A, A_{min}). \quad (28)$$

Используя соотношения

$$S^{(0)}(0, \sigma_1, \sigma_2) \approx \frac{1}{2} \left[N\left(0, \frac{\sigma_1}{2}\right) + N\left(0, \frac{\sigma_2}{2}\right) \right],$$

которое выполняется точно в модели однородной сферы для любых σ_1, σ_2 , а при $\sigma_1 = \sigma_2$ для любой ядерной плотности ρ

пользуясь, например, таблицей значений эффективных чисел, приведенной в работе ¹⁰, можно получить A - зависимость отношения

$$\frac{\xi(\sigma_1 = 20 \text{ мб}, \sigma_2, A, A_{\text{min}} = 20)}{\xi(\sigma_1 = 20 \text{ мб}, \sigma_2^L = 2.5 \text{ мб}, A, A_{\text{min}})}$$

приведенную на рис. 2 для значений $\sigma_2 = 10 \text{ мб}, 20 \text{ мб}, 30 \text{ мб}, 40 \text{ мб}, 50 \text{ мб}$.

Видно, что при варьировании величины σ_2 в широких пределах максимальное изменение экспериментально измеряемых характеристик (в реакциях на тяжелых ядрах), связанных с поляризацией (тензорной) A_4 - мезона, составляет 10-15%. Учитывая сравнительную малость самого эффекта поляризации ($\sim 15-20\%$), можно заключить, что попытки определения параметров $\sigma_{A,N}^T$ по A - зависимости величин η в процессах когерентного рождения несколько-нибудь разумной точностью требуют набора гигантской статистики.

Для иллюстрации чувствительности дифференциального сечения к величине σ_2 на рис. 3 представлена A - зависимость отношения:

$$\frac{\tau(\sigma = 34 \text{ мб}, \sigma_2, A, A_{\text{min}})}{\tau(\sigma = 34 \text{ мб}, \sigma_2 = 20 \text{ мб}, A, A_{\text{min}})}$$

при $\sigma_2 = 40 \text{ мб}, 60 \text{ мб}$ (кривые а, б). Везде выше для удобства речь шла о процессе $\pi A \rightarrow A_1 A$. Однако очевидно, что все сделанные выводы справедливы и для любых других процессов, в которых не запрещены переходы без изменения спиральности, например, $KA \rightarrow QA$, $\pi A \rightarrow A_1 A$, $KA \rightarrow LA$. В последних двух реакциях можно было бы надеяться на получение информации о величинах $\sigma_{(A,L)N}^T$ ($A=1$) из анализа A - зависимости линейных по импульсу поляризационных эффектов - элементов матрицы плотности $\rho_A^{o\sigma}$ и связанных с ними измеряемых характеристик этих процессов. Однако отмеченная аномально слабая чувствительность этих характеристик к параметрам $\sigma_{(A,L)N}^T$ делает эти надежды несбыточными.

Что же касается измерения величин $\sigma_{(A,L)N}^T$ ($A=2$), для чего необходимо было бы изучать A - зависимость квадратичных по переданному импульсу (а следовательно, еще меньших, чем $\rho_A^{o\sigma}$) величин $\rho_A^{o\sigma^2}$ (или комбинаций, аналогичных η , т.е.

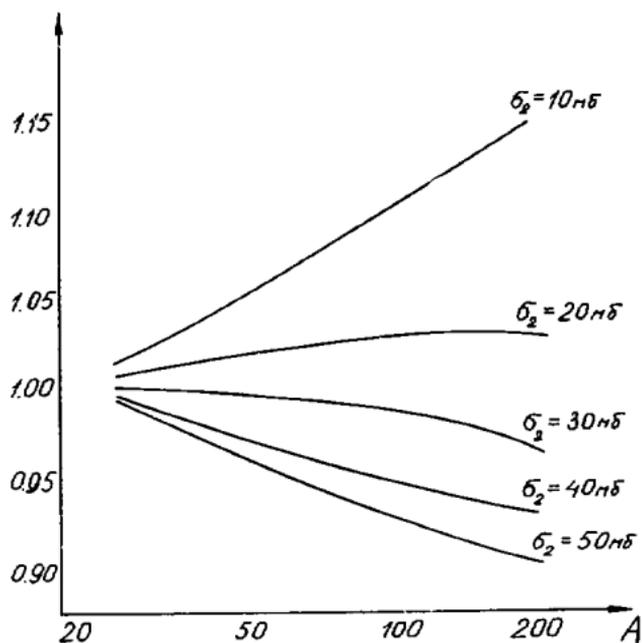


Рис. 2

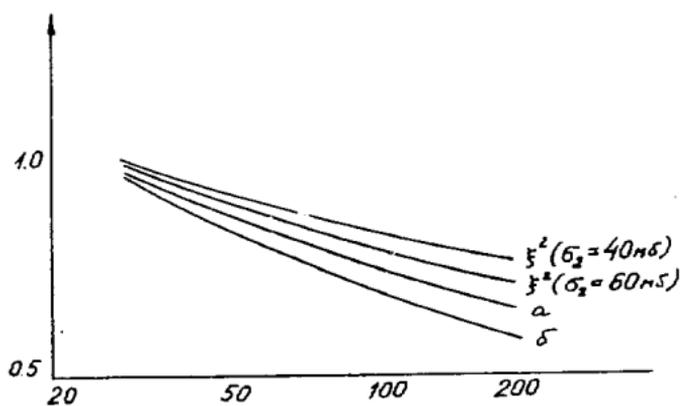


Рис. 3

числа выходов продуктов распада в различные области телесного угла, пропорциональных этой величине) еще менее чувствительных (см. табл. I) к значениям параметров σ_2 , то даже постановка такой задачи является бессмысленной.

Несколько слов о процессе $\pi A \rightarrow A_2 A$. Правилom $\rho_2 = \rho_1 (-1)^{S_2 - S_1}$, где $\rho_1 (\rho_2)$ - четность частицы 1 (2), $S_1 (S_2)$ - спин частицы 1 (2), в нем запрещено рождение A_2 -мезонов с нулевой спиральностью. Поэтому основной вклад в сечении вносят амплитуды рождения A_2 -мезонов со значением спиральности $\lambda = \pm 1$. Поляризационными характеристиками, линейными по переданному импульсу, в этом случае являются элементы матрицы плотности ρ_A^{i2} . Величины типа η (I.3.18), пропорциональные параметру ρ_A^{i2} того же порядка, что и η , для процессов $\pi A \rightarrow A_2 A$. Спять-таки измерение их A -зависимости позволяет, в принципе, определить величины $\sigma_{A_2 N} (\lambda = 2)$. Однако еще меньшая (даже по сравнению с $S^{(2)}$) чувствительность формул-паров $S^{(2)}(\sigma_T, \sigma_2)$ к параметрам σ_2 в силу большой "периферичности" переходов с $\lambda = 2$ делает эту возможность практически неосуществимой.

Даже определение величин $\sigma_{A_2 N}^T (\lambda = 1)$ сопряжено с заметными трудностями. Отношение сечений когерентного рождения A_2 -мезонов на разных ядрах пропорционально $\xi^2 (\sigma_{\pi N}, \sigma_{A_2 N}^T)$, где ξ определено соотношением (28).

Таким образом (см. рис. 3), изменение величины $\sigma_{A_2 N}^T$ в пределах от 40 до 60 мб приводит примерно к 20-процентному уменьшению сечения когерентного рождения A_2 -мезонов на тяжелых ядрах, тогда как в процессах $\pi A \rightarrow A_1 A$ это приводит к эффекту, примерно вдвое большему.

В ряде случаев наряду с одноступенчатыми переходами оказываются важными и двухступенчатые, т.е. идущие через два неупругих столкновения по схеме $a \rightarrow c \rightarrow b$ ($c \neq a, c \neq b$), при этом, конечно, учитываются все упругие перерассеяния состояний a, c, b на нуклонах ядра. Свообразным примером двухступенчатого механизма является процесс рождения частицы b со спиральностью, отличной от спиральности частицы a , когда переворот спина происходит не в самом акте рождения, а в процессе упругого спиновлипового перерассеяния частицы a или b . В принципе нужно было бы учитывать такие переходы. При этом в

теорию войдет новый неизвестный параметр - амплитуда спириллированного рассеяния нестабильной частицы на нуклоне. Нетрудно, однако, показать, что учет двухступенчатых переходов указанного типа не повышает чувствительности поляризационных характеристик к изменению величин σ_2 и, следовательно, не меняет основных результатов, полученных выше в одноступенчатом приближении. Тотчас, учитывая это обстоятельство, можно было бы зафиксировать величину σ_2 в разумных пределах и попытаться определить величину амплитуды упругого спириллированного рассеяния нестабильной частицы на нуклоне.

Литература:

1. H.G.Behrend et al. Phys. Rev. Lett., 24(1970)336, 1276.
2. H.Alvensleben et al. Phys. Rev. Lett. 24(1970)786.
3. C.Vemporad, W.Bensch et al. Nucl. Phys. B33 (1971)377.
4. J.J.Sacurai. Phys. Rev. Lett. 22(1969)981.
5. J.J.Sacurai, D.Schildknecht. Phys. Lett. 40B(1972) 121.
6. А.Е.Арефьев, Л.А.Лексин и др. Препринт ИТЭФ-16, 1970.
7. H.S.Chandary et al. Nucl. Phys. B67 (1973)333.
8. А.С.Пак, А.В.Тарасов. ЦМ 12, 7 (91), 1975.
9. G.Askari et al. Phys. Rev. Lett. 26(1971)929.
10. K.S.Kelbig, B.Margolis. Nucl. Phys. B6(1968)89.
11. С.Р.Геворкян, С.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ Р2-6561, 1972.
12. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов, Ч.Марэн. Препринт ОИЯИ Р2-6604, 1971.
13. K.Gottfried, J.D.Jackson. Nuovo Cim. 33 (1964)309.
14. C.Vemporad et al. Nucl. Phys. B42(1972)627.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1976 года.