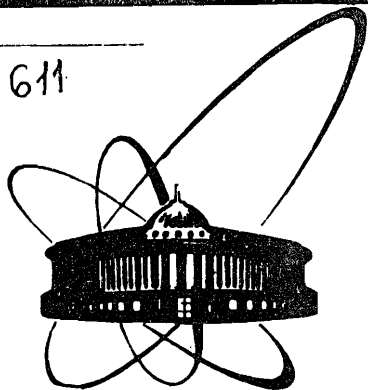


Г 611



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

С 323, 2

P2-87-320

Б.М. Головин

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ПРИ РАССЕЯНИИ НЕКОЛЛИНЕАРНО  
ДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ  
С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ СПИНАМИ

Направлено в Оргкомитет 5 Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", Звенигород, 1987 г.

1987

В работе /1/ было показано, что при рассеянии неколлинеарно движущихся нуклонов возникают поляризационные эффекты, запрещенные при рассеянии на неподвижной мишени. Настоящее сообщение является обобщением этих результатов на случай взаимодействия частиц с произвольными спинами.

Рассмотрим бинарную реакцию  $\alpha + \beta \rightarrow 1 + 2$ . Как известно, при произвольных спинах частиц поляризационные эффекты удобно описывать на языке неприводимых тензорных операторов  $\hat{t}_{Jq}$  и их математических ожиданий  $t_{Jq} = \langle \hat{t}_{Jq} \rangle$ . Последние будем называть поляризационными параметрами соответствующей частицы. Оси квантования всех частиц направим по их импульсам, т.е. будем пользоваться спиральным представлением поляризационных параметров. Амплитуду реакции считаем заданной в системе центра масс (СЦМ) сталкивающихся частиц.

Поляризованное сечение реакции в СЦМ можно записать в виде /2/

$$I(t, \varphi_\alpha) t_{e'm', L'M'}^{(i, 2)} = I_0(t) \sum_{\ell m, L M} e^{-i\varphi_\alpha(m-m')} t_{\ell m}^{(\alpha)} t_{L M}^{(\beta)} (\ell m, L M | e' m', L' M'),$$

$$( | ) = (\text{пучок, мишень} / \text{рассеяние, отвача}) = \quad (1)$$

$$= \text{Sp} \{ H \hat{t}_{e'm'}^{(\alpha)} + \hat{t}_{L'M'}^{(\beta)} + H + \hat{t}_{e'm'}^{(1)} \hat{t}_{L'M'}^{(2)} \} / (2S_\alpha + 1)(2S_\beta + 1) I_0(t).$$

Здесь  $H$  - амплитуда реакции,  $t_{Jq}^{(i)}$  - поляризационный параметр частицы  $i$  с осью квантования, направленной по СЦМ-импульсу этой частицы,  $\varphi_\alpha$  - угол между плоскостью реакции, "изготовившей" поляризационное состояние пучка  $\alpha$ , и плоскостью исследуемой реакции.

Запишем аналогичное (1) выражение, связывающее поляризованное сечение в ЛСК при покоящейся мишени ( $p_\beta^{\text{LAB}} = 0$ ) с амплитудой реакции, заданной в СЦМ. Для этого поляризационные параметры начальных частиц, заданные в ЛСК, надо перевести в СЦМ, а параметры конечных частиц, рассчитанные в СЦМ, преобразовать к ЛСК. Эти преобразования выполняются по формулам /3/:

$$t_{Jq'}^{(i)}(\mathcal{K}') = \sum_q [D_{qq'}^J(\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}')]^+ t t_{Jq}^{(i)}(\mathcal{K}),$$

$$t_{Jq}^{(i)}(\mathcal{K}) = \sum_{q'} D_{qq'}^J(\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}') t_{Jq'}^{(i)}(\mathcal{K}'). \quad (2)$$

Здесь  $\mathcal{K}, \mathcal{K}'$  - системы координат, в которых определены параметры  $t_{Jq}$ , аргумент  $\mathcal{K} \rightarrow \mathcal{K}'$  матриц конечного поворота  $D_{qq'}^J$  представляет собой набор углов Эйлера, описывающих переход от  $\mathcal{K}$  к  $\mathcal{K}'$ . Матрицы  $D_{qq'}^J$  считаем определенными по /4/.

При таких преобразованиях параметры начальных частиц испытывают лишь перенос в СЦМ без поворота и остаются неизменными. Оси квантования (импульсы) конечных частиц в ЛСК повернуты относительно их направлений в СЦМ на углы Вика  $\omega_1, \omega_2$  /2/. Их поляризационные параметры, рассчитанные в СЦМ, должны быть преобразованы в ЛСК. Поляризованное сечение для этого случая описывается формулой /2/:

$$I(t, \varphi_a) [t_{e'm', L'M'}^{(1,2)}] = I_0(t) \sum_{e'm', L'M'} [t_{e'm}^{(\alpha)}] [t_{L'M}^{(\beta)}] e^{-i\varphi_a(m-\mu)} (e'm, L'M | e'm', L'M')_{LAB}, \quad (3)$$

$$(1)_{LAB} = \sum_{q', Q'} (e'm, L'M | e'q', L'Q') d_{q'm}^{e'}(-\omega_1) d_{Q'M}^{L'}(-\omega_2).$$

Здесь  $[t_{iq}(l)]$  - поляризационные параметры частицы  $i$ , определенные в ЛСК с осью квантования, направленной по  $\vec{P}_i^{LAB}$ .

Перейдем к рассмотрению таких соударений, когда мишень  $\beta$  движется неколлинеарно с частицами пучка  $\alpha$ , т.е.  $(\vec{P}_\beta^{LAB} \times \vec{P}_\alpha^{LAB}) \neq 0$ . Неколлинеарные импульсы  $\vec{P}_\alpha^{LAB}, \vec{P}_\beta^{LAB}$  определяют плоскость начального состояния. Импульсы конечных частиц могут лежать в этой плоскости или находиться вне ее. Описывать реакцию будем в системе координат с осями

$$\vec{z} \sim \vec{\beta}_c = \left( \frac{\vec{P}_\alpha + \vec{P}_\beta}{E_\alpha + E_\beta} \right)_{LAB}, \quad \vec{y} \sim (\vec{P}_\beta^{LAB} \times \vec{P}_\alpha^{LAB}), \quad \vec{x} \sim (\vec{y} \times \vec{z}).$$

Теперь углы  $\omega_i \neq 0$  не только в конечном, но и в начальном состояниях. Поэтому несовпадение ЛСК- и СЦМ- поляризационных параметров будет наблюдаться для всех участвующих в реакции частиц.

Из-за громоздкости в этом случае не будем приводить общего выражения для поляризованного сечения, а выпишем более наглядные формулы для частных случаев.

$\alpha + \beta \rightarrow \vec{1} + 2$  - неполяризованное начальное состояние; измеряются поляризационные параметры конечной частицы 1:

$$I(t, \varphi_1) [t_{e'm'}^{(1)}] = I_0(t) (0, 0 | e'm', 0)_{LAB}, \quad (4)$$

$$(1)_{LAB} = \sum_{q'} (0, 0 | e'q', 0) e^{iq'\varphi_1} d_{q'm'}^{e'}(-\omega_1).$$

$\alpha + \beta \rightarrow \vec{1} + \vec{2}$  - неполяризованное начальное состояние; измеряются поляризационные параметры частицы 2:

$$I(t, \varphi_2) [t_{L'M'}^{(2)}] = I_0(t) (0, 0 | 0, L'M')_{LAB}, \quad (5)$$

$$(1)_{LAB} = \sum_{Q'} (0, 0 | 0, L'Q') e^{iQ'\varphi_2} d_{Q'M}^{L'}(-\omega_2),$$

$\varphi_1, \varphi_2$  - азимутальные углы частиц 1, 2 в описанной выше системе координат.

$\vec{\alpha} + \vec{\beta} \rightarrow \vec{1} + 2$  - пучок поляризован, мишень не поляризована. Поляризация конечных состояний не определяется.

$$I(t, \varphi_a) = I_0(t) \sum_{e'm} [t_{e'm}^{(\alpha)}] (e'm, 0 | 0, 0)_{LAB}, \quad (6)$$

$$(1)_{LAB} = \sum_q e^{-iq\varphi_a} d_{qm}^e(\omega_a) (e'q, 0 | 0, 0). \quad (6)$$

$\alpha + \vec{\beta} \rightarrow \vec{1} + 2$  - пучок не поляризован, мишень поляризована. Конечные поляризации не определяются:

$$I(t, \varphi_\beta) = I_0(t) \sum_{L'M} [t_{L'M}^{(\beta)}] (0, L'M | 0, 0)_{LAB}, \quad (7)$$

$$(1)_{LAB} = \sum_Q e^{-iQ\varphi_\beta} d_{QM}^L(\omega_\beta) (0, LQ | 0, 0).$$

Угол  $\varphi_a$  был определен выше для случая реакции в СЦМ. Здесь он соответствует повороту начальной плоскости вокруг  $\vec{P}_\alpha^{LAB}$ . Угол  $\varphi_\beta$  имеет аналогичный физический смысл для частицы  $\beta$  и соответствует повороту начальной плоскости вокруг  $\vec{P}_\beta^{LAB}$ .

Комбинируя формулы (4-7), нетрудно сконструировать общее выражение для поляризованного сечения бинарной реакции на движущейся мишени. Отметим некоторые различия поляризационных эффектов при работе с покоящейся и движущейся мишенями.

Неполяризованное начальное состояние.  $\varphi_a = \varphi_\beta = 0$

Покоящаяся мишень

1. Все поляризационные параметры  $[t_{e'm'}^{(1)}], [t_{L'M'}^{(2)}]$  не зависят от азимутальных углов  $\varphi_1, \varphi_2$ .

2. Параметры  $[t_{e'0}^{(1)}], [t_{L'0}^{(2)}]$  отличны от нуля только при четных значениях  $e', L'$ .

Движущаяся мишень  $(\vec{P}_\beta^{LAB} \times \vec{P}_\alpha^{LAB}) \neq 0$

1. Преобразования (2) приводят к

$$[t_{e'm'}^{(1)}] \sim \sum_{q'} (0, 0 | e'q', 0) e^{iq'\varphi_1} d_{q'm'}^{e'}(-\omega_1)$$

т.е. к зависимости  $[t_{e'm'}^{(1)}]$  от азимутального угла частицы 1.

2. Параметры

$$[t_{e'0}^{(1)}] \sim \sum_{Q'} (0, 0 | e'q', 0) e^{iQ'\varphi_1} d_{Q'M}^{e'}(-\omega_1)$$

могут принимать ненулевое значение при любых  $e'$  ( $q' \neq 0$ ).

Аналогичные свойства имеют и параметры  $[t_{L'Q'}^{(2)}]$ .

Поляризованное начальное состояние.  $\varphi_1$  - фиксирован

Покоящаяся мишень

1. Компоненты сечения  $I([t_{e'm}^{(\alpha)}]), I([t_{L'M}^{(\beta)}])$  зависят соответственно от углов  $\varphi_a, \varphi_\beta$ .

2. Компоненты  $I([t_{e'0}^{(\alpha)}]), I([t_{L'0}^{(\beta)}])$  азимутально независимы.

Движущаяся мишень  $(\vec{P}_a^{LAB} \times \vec{P}_a^{LAB}) \neq 0$

1. Компоненты сечения  $I([t_{em}(\alpha)])$  при четных  $\ell$  содержат слагаемые  $d_{om}^{\ell}(\omega_a) (\ell 0, 0 | 0, 0) \neq 0$ , дающие в ЛСК-сечении азимутально независимый вклад.

2. Компоненты

$$I([t_{em}(\alpha)]) \sim \sum_q e^{-iqz_a} d_{q0}^{\ell}(\omega_a) (\ell q, 0 | 0, 0)$$

могут иметь ненулевые значения при любых  $\ell$  ( $q \neq 0$ ).

Аналогичные заключения справедливы и для  $I([t_{em}(\beta)])$ .

В настоящее время в распоряжении экспериментаторов, работающих при промежуточных энергиях, нет пучков-мишеней, частицы которых имели бы достаточно большие импульсы для наблюдения описанных явлений. Наблюдать их возможно при изучении процессов квазисвободного рассеяния пучков на внутриядерных нуклонах и нуклонных кластерах. Сравнение результатов таких исследований с предсказаниями этой работы может служить одним из критериев выделения кинематических областей, где основную роль играют полюсные диаграммы. При этом существенно, что полученные предсказания основаны лишь на кинематике. Соображения о таком использовании описанных эффектов были высказаны при обсуждении работы /1/ А.Б.Курепиным, за что автор, пользуясь случаем, выражает ему благодарность.

#### Л и т е р а т у р а

1. Головин Б.М. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симпозиума, 21-23 апреля 1986 г. ЛИЯФ АН СССР, Л., 1986, с. 232-235.
2. Bourely C., Leader E., Soffer J. Polarization Phenomena in Hadronic Reactions Phys.Rep. 1980, V59, No 2, p. 95-297.
3. Висоцкий Г.Л., Чегорян М.А., Слабоспирский Р.П. К теории поляризационных явлений в ядерной физике. ч. I. ХФТИ. Препринт 72-9, Харьков, 1972.
4. Эдмонте А. Угловые моменты в квантовой механике. Деформация атомных ядер. Сб. статей. ИИЛ, М., 1958, с. 305-351.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1987 года.

Головин Б.М.

P2-87-320

Поляризационные эффекты при рассеянии неколлинеарно движущихся частиц с произвольными спинами

Показано, что при взаимодействии неколлинеарно движущихся частиц с произвольными спинами возникают поляризационные эффекты кинематического происхождения, отсутствующие в случае покоящей мишени. Описанные явления могут наблюдаться, например, при квазисвободном рассеянии различных частиц на внутриядерных нуклонах и нуклонных кластерах. Сравнение предсказанных эффектов с наблюдаемыми может быть использовано в качестве критерия при выделении кинематической области, в которой полюсная диаграмма играет преобладающую роль.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Golovin B.M.

P2-87-320

Polarization Effects at Scattering of Arbitrary Spin Particles with Noncollinear Moments

It is shown that the collisions of arbitrary spin particles with noncollinear moments give rise to some polarization effects which are not observed in the case of the rest targets. All these phenomena are due to kinematics. They can be observed at quasi-free scattering of beam particles on intra-nuclear nucleons or nuclear clusters. The comparison of the experimental data with predicted polarization effects can be used for picking out the kinematic region where the pole diagram is predominant.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987