ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

Р - 338

М.И.Широков

РЕАКЦИИ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1959 год

Р – 338

М.И.Широков

РЕАКЦИИ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Аннотация

1. Построена релятивистская общая теория реакций на базе представления Л.Фоулди – Ю.М.Широкова неоднородной группы Лорентца. Представлены некоторые приложения этой теории /§§ 12, 9, 10/.

2. Получены общие правила отбора по пространственной четности и выражены в виде угловых азимутальных симметрий в каскадах реакций. Рассмотрена связь этих симметрий с вопросом проверки сохранения четности /на примере тройного рассеяния протонов на бесспиновых мишенях/.

3. Указана и проиллюстрирована схема получения всех соотношений между угловыми распределениями, векторами и тензорами поляризации прямой и обратной реакции, вытекающих из инвариантности относительно обращения времени.

4. Подробно разобрано одно конкретное приложение общей теории: определение спинов и четностей K-мезона и гиперфрагмента H_{Λ}^{4} по угловым корреляциям в реакциях их рождения и распада.

5. В общую теорию реакций внесены некоторые новые методические моменты /см. Введение и гл. 1/.

Диссертапия в основном посвящена релятивизации общей теории реакций и приложениям этой теории к явлениям угловых корреляций в каскадах реакций.

Под общей теорией реакций понимается теория, в основе которой лежит использование законов сохранения /полного импульса и энергии, полного момента количества движения, четности, а также полного изотопического момента и т.п./. Эта теория хорошо известна в простейшем случае рассеяния бесспиновой частицы на силовом центре /или другой бесспиновой частице/. Рассматривая задачу как стационарную, представляют волновую функцию этой задачи в виде

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \qquad /1/$$

и выражают $f(\theta)$ через так называемые сдвиги фаз /или просто фазы/ рассеяния.

Такой способ рассмотрения был обобщен на случай рассеяния частиц с произвольными спинами, а также вообще на случай реакций типа $a+b \rightarrow c+d$ /ядерные реакции или реакции с изменением природы частиц/ в работах Блатта и Биденхарна [1] /угловые распределения/ и Велтона и Саймона [2,3] /поляризованные пучки и поляризация продуктов реакций. Существуют другие способы подхода к этим задачам, которые можно назвать методами Далитца и Вольфенштейна [5] и Костерна и Яуха [4] /последний используется в настоящей работе/.

Основные результаты диссертации перечислены в аннотации /в порядке их важности/. Далее содержание работы излагается в том порядке, в каком материал расположен в диссертации.

Глава 1. Нерелятивистская теория. Сохранение полного момента и четности. Обращение времени

1. В начале главы подчеркивается, что введение того понятия об S-матрице физического процесса, которое нужно для общей теории, не означает принятия каких-либо новых предположений /вроде локальности или нелокальности взаимодействия/. В нем не содержится ничего нового по сравнению с понятием "волновая функция ψ' конечного состояния при условии, что в какой-то начальный момент времени $-T$ состояние описывалось волновой функцией ψ_0". Амплитуда вероятности того, что в конечном состоянии мы будем иметь определенные значения импульсов и проекций спинов продуктов реакции дается или функцией ψ' в представлении импульсов и проекций спинов или элементом S-матрицы, взятым между состоянием с определенными импульсами и проекциями спинов и начальным состоянием $-(\varphi_{\vec{p}',m\ldots}, S\psi_0)$.

Если все частицы в реакции $a+b \to c+d$ бесспиновые, то квадрат этого элемента /как и квадрат $f(\theta)$ в /1// пропорционален угловому распределению $\sigma(\theta)$ / θ -угол между относительным импульсом $\vec{p}_c-\vec{p}_d$ продуктов реакции и относительным импульсом начального состояния/.

В § 3 таким образом получается обычное выражение для $\sigma(\theta)$.

$$d\sigma(\theta) = \frac{\hbar^2}{4p_0^2}\left|\sum_{\ell}(2\ell+1)P_\ell(\cos\theta)R^\ell\right|^2 d\Omega \qquad /2/$$

Для этого элемент $(\psi_{\vec{p}'}, R\,\psi_{\vec{p}_0})$ матрицы перехода представляется в виде:

$$(\vec{p}'\,|R|\,\vec{p}_0) \equiv (\vec{p}'\,|\,S-1\,|\,\vec{p}_0) =$$

$$= \sum_{\ell'\mu'\,\ell_0\mu_0} (\vec{p}'|\ell'\mu'p')(\ell'\mu'p'|R|\ell_0\mu_0p_0)(\ell_0\mu_0p_0|\vec{p}_0) \qquad /3/$$

и учитывается, что $\ell'=\ell_0$ и $\mu'=\mu_0$ ввиду сохранения квадрата полного момента и его проекции. /3/ является просто развернутой записью /в обозначениях Дирака/ унитарного преобразования R-матрицы, заданной в представлении орбитальных моментов ℓ и их проекций μ, в импульсное представление. Функция преобразования /матрица преобразования/ $(\vec{p}\,|\,\ell\mu p)$ пропорциональна сферической функции $Y_{\ell\mu}(\vartheta,\varphi)$, где ϑ,φ сферические углы вектора $\vec{p}$.

При таком способе получения /2/ не вводится /и не используется/ условие отсутствия на бесконечности сходящихся волн, которое играет большую роль в общепринятом подходе к реакциям рассеяния как к стационарной задаче. Однако вместо этого требуется тщательное /и довольно громоздкое/ рассмотрение вопроса нормировки волновых функций или функций преобразования. Подробный разбор этого вопроса в приложении B /и в § 3/придает известную завершенность методу, изложенному Костером и Яухом [4] как теория угловых корреляций, дающая выражение, только пропорциональное /но не равное/ поперечному сечению реакции.

2. Реакции с участием частиц со спином /произвольным/ в сущности рассматриваются так же, как рассеяние бесспиновых частиц. Но начальное и конечное состояния таких реакций вообще говоря следует описывать не волновыми функциями, а матрицами плотности или так называемыми тензорами поляризации /описание, эквивалентное матрице плотности [1/]/.

В § 5 выводятся довольно громоздкие общие выражения тензоров поляризации продуктов реакции типа $a+b \to c+d$ и типа распада $a \to c+d$ через тензоры поляризации начального состояния и через элементы матрицы перехода R. Полученная формула /5.17/, /5.18/ /см.также /7/, /8/, /9/ в [6], /1/ и /6/ в [7], а также работу [8] /несколько обобщает формулу /3.2/ Саймона в [3] /совпадая с ней, в основном, в частном случае/.

1/ А именно, спиновое состояние частицы со спином j описываемое с помощью матрицы плотности с $(2j+1)^2$ элементами $(m_1|\rho|m_2)$, $m=-j,-j+1,\ldots+j$ может быть описано также величинами $\rho(q,\nu)$, $q=0,1\ldots 2j$, $\nu=-q,-q+1,\ldots+q$, связанными с $(m_1|\rho|m_2)$ следующим образом:

$$\rho(q,\nu)=\sqrt{2j+1}\sum_{m_1,m_2}(-1)^{j-m_2}(jj\,m_1\,{-m_2}\,|\,jj\,q\nu)(m_1|\rho|m_2)$$

где $(jj\,m_1\,{-m_2}\,|\,jj\,q\nu)$ – коэффициент Клебша-Гордана. Аналогичные величины в литературе называются также тензорными моментами [2,3] или статистическими тензорами [4].

Новым методическим моментом в этом параграфе является развитие известного в литературе приема введения собственных осей квантования для описания спинового состояния участвующих в реакции частиц. Проекции спинов частиц пучка и мишени квантуются относительно тройки ортов с осью Z параллельной относительному импульсу этих частиц. В качестве оси квантования для продуктов реакции выбирается их относительный импульс.

Этот прием позволяет представить в явно инвариантном виде /относительно трехмерных вращений/ выражение элементов R —матрицы в представлении проекций спинов и импульсов через элементы $(s'\ell'|R^J|s\ell)$ /обобщение сдвигов фаз в задаче рассеяния бесспиновых частиц; S – суммарный спин, J —полный момент/. В литературе более известен другой способ такого явного представления, см. напр.[9] /"полиномы Ритуса"/. Соответствующие формулы в настоящей диссертации используются в ряде приложений общей теории /параграфы 9, 10, 11, 12 диссертации, см. далее/.

3. Выражение поперечного сечения и тензорной поляризации через элементы $(s'\ell'|R|s\ell)$ особенно полезно в случаях, когда можно пренебрегать большими орбитальными моментами ℓ и/или ℓ'. В § 6 точно формулируется /в терминах R —матрицы/ гипотеза короткодействия взаимодействия и дается способ оценки вклада разных орбитальных моментов/в поперечное сечение, например/. А именно, амплитуда перехода из начального состояния с определенными ℓ, его проекцией μ и модулем импульса $\hbar K$ /прочие переменные не выписываются/ в какое-то конечное состояние f имеет вид

$$(f|R|\ell\mu K) \propto \frac{(K r_0)^{\ell+1}}{(2\ell+1)!!} R^f_{\ell\mu E(K)} \qquad /4/$$

r_0 – радиус взаимодействия. /4/ верно при $(K r_0)^2 \ll 4\ell+6$. Смысл /4/ заключается в указании основной <u>тенденции</u> зависимости $(f|R|\ell\mu K)$ от ℓ [2/].

2/ Например, согласно /4/ при $(K r_0) \leq 1/4$ можно принимать во внимание только амплитуду перехода из S —состояния, $\ell=0$ /если ограничиваться десятипроцентной точностью/. Но при этом не исключено, что случайно эта амплитуда может оказаться малой /в силу неизвестной зависимости $R^f_{\ell\mu E(K)}$ от ℓ; от K все $R^f_{\ell\mu E(K)}$ с разными ℓ зависят одинаково/.

По-видимому, новым моментом в этом вопросе является указание на то, что оценка /4/ годится при любых энергиях, т.е. любых $K r_0$, но только для ℓ, бо́льших такого ℓ_0, для которого $(K r_0)^2 \ll 4\ell_0+6$. Для элементов с $\ell<\ell_0$ никакой оценки при $4\ell+6 \lesssim (K r_0)^2$ дать нельзя. Проводя фазовый анализ реакции при больших энергиях, можно с помощью /4/ численно оценить ошибку, допускаемую при отбрасывании орбитальных моментов, больших некоторого.

Из закона сохранения полного момента и короткодействия следуют некоторые правила отбора /см. п.п. 3 и 4 в § 6 диссертации/. Некоторые из них являются новыми /насколько известно автору/. Например, следующее правило "Следует ожидать, что при $\theta \to 0$ / θ –угол между $\vec{p}'$ и $\vec{p}_0$, см. /3// исчезает азимутальная асимметрия углового распределения продуктов реакции с поляризованным пучком или мишенью". Сначала исчезают члены с $\cos 2\varphi$ /если такие были/, потом с $\cos\varphi$.

4. Хорошо известно правило отбора, гласящее, что вектор поляризации каждого из продуктов реакции должен быть перпендикулярен плоскости реакции, если начальное состояние неполяризовано и если в данной реакции четность сохраняется. В § 7 получено обобщение такой формулировки правила отбора по четности /см. также [8] раздел 3/, а также дана эквивалентная формулировка этого правила в терминах тензоров поляризации, отнесенных к собственным тройкам ортов /частную формулировку см. в [8] раздел 3/. Однако непосредственно тензора поляризации в эксперименте не измеряются и польза таких правил отбора, в основном, заключается в том, что с их помощью сравнительно просто получаются некоторые симметричные свойства угловых распределений в каскадах реакций, являющиеся следствием сохранения четности /см. § 10 диссертации/.

Такой же характер имеют общие правила отбора, вытекающие из инвариантности физического процесса относительно обращения времени. С их помощью можно получить обобщение таких соотношений как принцип детального баланса и связь между поперечными сечениями и векторами поляризации прямой и обратной реакции /см. [5], работа Ашкина и Вольфенштейна/. В § 8 изложена схема получения всех соотношений такого типа между угловыми распределениями, векторами и тензорами поляризации прямой $a+b \to c+d$

и обратной $c+d \to a+b$ реакций. Схема проиллюстрирована получением одного нового, еще сравнительно простого, соотношения /соотношение /8.10/ в диссертации и /12/ в [7] [3/].

Глава II. Угловые корреляции в каскадах реакций

1. Основанием для введения тензоров поляризации была аналогия с вектором поляризации и соображения удобства описания спинового состояния. В § 9 разбирается вопрос об экспериментальном измерении таких величин / в том числе тензоров корреляции поляризации/ по азимутальной асимметрии в реакциях-анализаторах. Пример: пусть поляризованная неизвестным образом частица со спином 1/2 падает на неполяризованную мишень. Измеряется азимутальная асимметрия углового распределения продуктов реакции. По величине этой асимметрии можно судить о компоненте вектора поляризации, перпендикулярной импульсу частицы.

Рассмотрение проводится для произвольного спина и учитываются релятивистские поправки, полученные в гл. III /см.далее/.

2. В § 10 излагается вывод азимутальных симметрий в каскадах реакций, вытекающих из сохранения четности. Приводим формулировку одной из этих симметрий.

Пусть имеется тройное рассеяние на неполяризованных мишенях /падающий пучок в первой реакции тоже неполяризован/. Если во всех реакциях четность сохраняется, то число частиц, рассеянных вторично в направлении (ϑ, φ) и третий раз рассеявшихся в направлении (ϑ', φ'), равно числу частиц, вторично рассеявшихся под углами $(\vartheta, -\varphi)$ и рассеявшихся еще раз /на соответственно расположенной мишени/ на углы $(\vartheta', -\varphi')$:

$$\sigma_{\vartheta,\varphi}(\vartheta',\varphi') = \sigma_{\vartheta,-\varphi}(\vartheta',-\varphi') \qquad /5/$$

3/ Хотя практическая полезность этого соотношения в настоящее время по мнению автора невелика, стоит все же отметить, что его выводу посвящена отдельная работа 10.

Углы ϑ, φ отсчитываются от следующей тройки ортов: орт z – параллелен направлению первого рассеяния, орт y перпендикулярен плоскости первой реакции. Для углов ϑ', φ' орт z параллелен направлению (ϑ, φ), орт y перпендикулярен плоскости второй реакции /подробности см. в § 10 и в [11]/. Симметрия /5/ справедлива для любого каскада типа

$$a+b \to c+d \ (\vartheta_0, \varphi_0), \quad c+e \to f+g \ (\vartheta, \varphi), \quad f+h \to i+j \ (\vartheta', \varphi') \qquad /6/$$

если частицы a и мишени b, e, h неполяризованы. a, b, c и т.д. могут быть ядрами или "элементарными" частицами /включая γ - кванты/ с произвольными спинами. Некоторые реакции в /6/ могут быть заменены реакциями распада частиц типа $a \to c+d$. Например, /5/ имеет место и для каскада $K^- + p \to \Xi^- + K^+$, $\Xi^- \to \Lambda + \pi$, $\Lambda \to p + \pi$.

Полученные симметрии обобщают хорошо известную симметрию вторично рассеянных частиц относительно плоскости первого рассеяния: $\sigma(\vartheta, \varphi) = \sigma(\vartheta, -\varphi)$ На конкретном примере рассеяния частиц со спином 1/2 на бесспиновых мишенях показывается, что для проверки сохранения четности недостаточно установления этой простейшей симметрии, а необходимо еще убедиться, что имеет место /5/.

3. § 11 является в основном, перепечаткой работы [12] и посвящен приложению общей теории к конкретной задаче определения спинов и четностей частиц по угловым корреляциям.

Если K -мезоны, гиперфрагменты или гипероны рождаются в реакции $\pi^- + He^4 \to$ вблизи порога или в реакции $K^- + He^4 \to$ при малых энергиях K^- /но без образования мезоатома/, то спины этих нестабильных частиц /к в некоторых случаях их четности/ могут быть определены по корреляциям между направлениями импульсов частиц, участвующих в этих реакциях и направлением вылета продуктов распада нестабильных частиц. Указываются качественные изменения в формулах корреляции каскада

$$K^- + He^4 \to H^4_\Lambda + \pi^0 \ , \quad H^4_\Lambda \to He^4 + \pi^-$$

появляющиеся после отказа от предложения, что спин K -мезона равен нулю. Предлагаемые эксперименты с гелием вместе с уже предложенными реакциями на водороде /например $\pi^- + p \to \Sigma + K$ или $K^- + p \to \Sigma + \pi$ / исчерпывают все реакции, практически пригодные для определения спинов новых частиц по угловым корреляциям.

Глава III. Релятивистская теория реакций с поляризованными частицами

Общая теория, изложенная в гл.1 является нерелятивистской, но только потому, что спиновое состояние частиц описывается в приближении Паули /так что оно выглядит одинаково во всех лоренцовских системах/. Теория рассеяния бесспиновых частиц является в сущности релятивистской. Чтобы получить угловое распределение в любой лоренцовской системе, надо только преобразовать $\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2$ из системы центра инерции в эту систему по известным формулам. Для релятивистского обобщения поэтому требуется определение релятивистского оператора спина. Введенный нами оператор спина удовлетворяет всем требованиям, которые можно предъявить к понятию спина, как собственного момента количества движения частицы. Он определяется из требования, чтобы волновые функции свободной частицы образовывали базис некоторого неприводимого представления неоднородной группы Лорентца. У свободной частицы этот вектор спина сохраняется, его квадрат является релятивистским инвариантом[4/]. Для спина 1/2 он совпадает с вектором спина представления Фоулди [14] для уравнения Дирака.

В настоящей работе /см.также [15] / показано, что релятивистское формулы для углового распределения, векторов и тензоров поляризации продуктов реакции типа $a+b \to c+d$ в ее системе покоя совпадают, в основном, с нерелятивистскими. Главное отличие от нерелятивистского случая заключается в том, что описание спинового состояния неодинаково в разных лоренцовских системах.

4/ Такое же описание спинового состояния было применено Ю.М.Широковым для построения аналогичной релятивистской теории реакций см. [13].

А именно, преобразование спиновых волновых функций или тензоров поляризации из системы центра инерции реакции в лабораторную систему заключается в их вращении на некоторый угол /один и тот же для любого спина/. Например, поворот вектора /или тензора/ поляризации продукта реакции производится вокруг вектора $[\vec{\beta} \times \vec{p}]$ по часовой стрелке на угол Ω, где $\vec{\beta}$ -скорость с.ц.м. относительно лабораторной системы /параллельная импульсу пучка/, $\vec{p}$ - импульс продукта реакции в ее с.ц.и. /заметим, что $[\vec{\beta} \times \vec{p}] \parallel [\vec{\beta} \times \vec{p}_л]$, где $\vec{p}_л$ -тот же импульс в лабораторной системе/ и

$$\sin\Omega = \frac{\beta v \sin\vartheta\,(1+\gamma+\gamma_\beta+\gamma')}{(1+\gamma)(1+\gamma_\beta)(1+\gamma')} \cdot \gamma \cdot \gamma_\beta \qquad /7/$$

где в свою очередь $v = |\vec{p}|/\omega = \frac{\sqrt{\omega^2 - \varkappa^2}}{\omega}$; $\gamma = \omega/\varkappa$; $\gamma_\beta = (1-\beta^2)^{-1/2}$;

$\gamma' = \frac{\omega'}{\varkappa}$;

ω' - энергия продукта реакции в лабораторной системе; $\varkappa$ - его масса покоя; ϑ - угол между $\vec{p}$ и $\vec{\beta}$.

В работе Стаппа [16] (посвященной релятивистской общей теории рассеяния частиц со спином 1/2) в формуле /48/ для $\sin\Omega$ имеется ошибка /или опечатка/: в ней нет множителей $\gamma\gamma_\beta$ ($\gamma^{(a)}\gamma^{(b)}$ в его обозначениях).

Ввиду вышеизложенного необходимо вводить поправки в нерелятивистскую общую теорию каскадов реакций. Примеры см. в гл. II /см.выше/. В конце гл. III указываются также релятивистские изменения в угловых корреляциях в каскадах типа $\pi + p \to Y + K$, $Y \to N + \pi$.

Приложения

Имеются четыре приложения:

A. Некоторые термины и соотношения формализма Дирака. Коэффициенты Клебша-Гордана.

B. Пакеты и нормировка.

С. Преобразования сферических и спиновых функций при трехмерных вращениях.

Д. Вращение релятивистского вектора спина при лорентцовских преобразованиях.

Изложенное содержание диссертации опубликовано в работах [6, 7, 8, 11, 12, 15], см. список литературы.

Работа поступила в издательский отдел
14 апреля 1959 года.

Литература

1. J.M.Blatt and L.C.Biedenharn, Rev.Mod.Phys.1952, 24, 258.
2. A.Simon and T.A.Welton, Phys.Rev.1953, 90, 1036.
   and Phys.Rev.1954, 93, 1435 (errata).
3. A.Simon Phys.Rev. 1953, 92, 1050.
   См.перевод в сб."Пробл.совр.физики", 1955 № 6, стр. 21.
4. F. Coester and J.M. Jauch, Helv.Phys.Acta 1953, 26, 3.
5. R.H. Dalitz, Proc.Phys.Soc. 1952 A 65, 175.
   L. Wolfenstein and J. Ashkin, Phys.Rev. 1952, 85, 947.
   L. Wolfenstein, Ann.Rev.Nucl.Sci. 1956, 6, 43 (parts 1 and 4)
   Л.Д.Пузиков, ЖЭТФ, 1958, 34, 947.
6. А.М.Балдин, М.И.Широков. ЖЭТФ, 1956, 30, 784.
7. М.И.Широков. ЖЭТФ 1957, 33, 975.
8. М.И.Широков. ЖЭТФ 1957, 32, 1022.
9. В.И.Ритус, ЖЭТФ 1957, 32, 1536, 33, 1264.
10. G.R. Satchler Nuclear Phys. 1958, 8, 65.
11. М.И.Широков. Азимутальные симметрии в каскадах реакций и сохранение четности. Препринт ОИЯИ.

12. Чжоу Гуан-чжао и М.И.Широков. Nucl.Phys.1958, 8, 10, ЖЭТФ, 1957, 33, 1072.
13. Ю.М.Широков, ЖЭТФ, 1958, 34, 1005.
14. L.L. Foldy Phys.Rev. 1956, 102, 568.
    L.L. Foldy and S. Wouthuysen Phys.Rev. 1950, 78, 29.
15. Чжоу Гуан-чжао и М.И.Широков, ЖЭТФ, 1958, 34, 1230.
16. H.P. Stapp, Phys.Rev. 1956, 103, 425.