ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Г.И. Копылов

2 - 3412

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО КИНЕМАТИКЕ РЕЗОНАНСОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1967

Г.И. Копылов

2 - 3412

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО КИНЕМАТИКЕ РЕЗОНАНСОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Кинематика превращений элементарных частиц после открытия резонансов получила новый толчок к развитию. Короткая жизнь резонансов не дает возможности их непосредственно наблюдать; возросло значение методов, позволявших по свойствам продуктов распада судить о свойствах распавшейся частицы . Понадобилась более глубокая разработка способов идентификации частиц и реакций, способов определения квантовых чисел резонансов, свойств диаграммы Далитца; получили развитие способы идентификации резонансов по неполным данным об их распаде; вошло в обиход моделирование изучаемых реакций и т.д.

В диссертации изложены исследования автора по кинематике рождения и распада короткоживущих элементарных частиц. Цель этих исследований была двоякая. Иногда кинематика рассматривалась как ветвь теоретической механики, обладающая своими строго доказуемыми теоремами, которые интересны сами по себе безотносительно к их практической ценности; и тогда единственной целью было отыскать и доказать такие теоремы, связать между собой на первый взгляд не связанные характеристики распадов, выяснить не зависящие от динамики свойства спектров продуктов распада или запрещенные области фазового пространства, найти новые модификации диаграммы Далитца и т.д.

Но гораздо чаще исследования имели утилитарную направленность, кинематические теоремы были не самоцелью, а орудием, призванным облегчить экспериментатору идентификацию резонансов, измерение их массы, энергии, направления. Словом, работы носили, как правило, методический характер и шли навстречу потребностям эксперимента. Поэтому работы, включенные в диссертацию, в какой-то мере отражают интересы и возможности экспериментов, предпринимавшихся на синхрофазотроне ОИЯИ. Речь идет об изучении многочастичных резонансов, о радиационных распадах резонансов, о потребности в косвенных методах идентификации резонансов. Эти вопросы рассматриваются в диссертации довольно детально.

Диссертация состоит из двух частей: первая часть – "Кинематика частиц и резонансов" – состоит из четырех глав, вторая "– Моделирование рождения и распада резонансов" – из двух.

Часть I. КИНЕМАТИКА ЧАСТИЦ И РЕЗОНАНСОВ

Глава I. Восстановление энергетических спектров распавшихся частиц

В этой главе решается задача восстановления спектра энергий первичных частиц по характеристикам продуктов распада. Такие задачи издавна решались в физике космических лучей /1-3/, но ряд интересных моментов ускользнул от внимания первых исследователей. В § 1 средством для восстановления спектра при распаде частицы 0 на две частицы 1 и 2 служит энергетический спектр одной из вторичных частиц. Показано /23/, что если шкалу энергий ω_1 на этих спектрах пересчитать в шкалу быстрот $u_1 = \ln \frac{\omega_1 + p_1}{m_1}$, то связь между "спектрами" $n_0(u_0)$ и $n_1(u_1)$ в новых переменных весьма упрощается. Это позволяет обнаружить ранее не замеченные свойства спектров. Спектр первичных частиц (пересчитанный к быстротам), выражается через такой же спектр вторичных

$$n_0(u_0) = -k^{-1} \sum_{\lambda=1,3,5,\ldots} n_1'(u_0 + \lambda u_1^*)$$

(где u_1^* и k –константы, определяемые массами частиц). Столь же несложно связаны спектры обеих вторичных частиц

$$n_2(u_2) = \sum_{\lambda} \left[n_1(|u_2 - u_2^*| + \lambda u_1^*) - n_1(u_2 + u_2^* + \lambda u_1^*) \right].$$

Кроме того, различные точки одного и того же спектра также связаны между собой

$$n_1(u_1) = n_1(2u_1^* - u_1) - n_1(2u_1^* + u_1) + n_1(4u_1^* - u_1) - n_1(4u_1^* + u_1) + \ldots$$

Отсюда следует ряд практических выводов. Если энергии ω_0 первичных частиц ограничены числом $m_0 \omega_1^* / m_1$, то "спектр" $n_1(u_1)$ симметричен относительно u_1^*, пик в "спектре" $n_1(u_1)$ приходится на ось симметрии, и его положение дает массу первичной частицы. "Спектр" $n_1(u_1)$ может быть разбит на участки длиной u_1^*, такие, что сумма площадей участков с чётными номерами равна сумме площадей участков с нечётными номерами. Все это позволяет идентифицировать первичные частицы по измерениям энергии только одной из двух (известных) вторичных частиц.

В § 2 автор, отталкиваясь от работы /4/, выводит уравнение, позволяющее восстанавливать спектр энергий первичных частиц, зная энергию и направление вторичной частицы. Средством для этого /24/ могут служить: а) спектр продольных быстрот $u_1 = \frac{1}{2} \ln \frac{\omega_1 + p_{1\parallel}}{\omega_1 - p_{1\parallel}}$, б) спектр "ложных" быстрот первичной частицы, в) спектр суммы энергии и продольного импульса вторичной частицы $s = \omega_1 + p_{1\parallel}$. Возникают интегральные уравнения Фредгольма с ядром, определяемым матричным элементом распада и зависящим только от разности выбранных переменных; они допускают численные решения. В случае (в) показано, что спектр s обладает пиком в точке, определяемой только массами частиц. Формулы § 2 в отличие от формул § 1 справедливы и при неизотропных распадах и при распадах на несколько частиц.

В § 3 средством для восстановления спектра ω_0 служат угловые распределения продуктов распада. Показано, что если в распаде $0 \to \gamma + \gamma$ спектр косинусов η углов разлета γ –квантов есть $n(\eta)$, то спектр энергий первичной частицы выражается формулой

$$N(\omega_0) = -\frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{p_0}{\omega_0} \frac{d}{d\omega_0} \phi\left(1 - 2\frac{m_0^2}{\omega_0^2}\right),$$

где

$$\phi(x) = \sqrt{1-x}\int_x^1 \frac{n(\eta)\sqrt{1-\eta}\;d\eta}{\sqrt{\eta - x}} .$$

Если на γ-кванты распадается несколько сортов частиц, то появляется возможность восстановить спектр скоростей в этой смеси частиц, не зная их природы. Интересна также обнаруженная однозначная связь между спектром энергий γ-квантов и спектром углов разлета

$$n_1(\omega_1) = \frac{1}{\pi E}\int_{1-2\frac{m^2}{E^2}}^{1} \frac{n(\eta)\sqrt{1-\eta}\;d\eta}{\sqrt{\eta-(1-2m^2E^{-2})}} , \qquad E = \omega_1 + \frac{m^2}{4\omega_1} .$$

Кроме того, в § 3 выведены уравнения, позволяющие восстанавливать спектр $N(\omega_0)$ по углам вылета (или разлета) в произвольных распадах—лишь бы при этих энергиях существовали предельные углы вылета (разлета).

Глава II. Косвенные методы идентификации резонансов

Косвенными мы называем методы идентификации резонанса, удовлетворяющиеся неполными данными о продуктах его распада. Косвенными методами был открыт π^0 [1,5], они успешно разрабатывались в ЦЕРНе[6] и в ИТЭФ[7,8]. Косвенной явилась бы идентификация резонанса по пику в энергетическом спектре продуктов его распада (см. главу 1). Во II-й главе диссертации рассматриваются два косвенных метода. Один представляет собою попытку обобщения[25] метода, развитого в[7]. Он исходит из идеи, что должны существовать такие функции n направлений продуктов распада, что пределы их изменения будут определяться скоростью резонанса. Тогда появится возможность идентифицировать резонанс в двухчастичных реакциях (в них скорость вылета резонанса фиксирована) по обрыву в спектре n.

В § 1 исследуется ряд таких функций, способных косвенным образом обнаруживать резонанс по его распадам на три или четыре γ-кванта; в нем отмечено также, что в реакциях типа $\pi^- + p \to N + X \hookrightarrow 3\gamma$ достаточно зафиксировать направления всех вторичных частиц, чтобы восстановить

все их импульсы и тем самым идентифицировать резонанс; более того, измерив одно только распределение направлений вылета нуклонов отдачи N, можно составить интегральное уравнение, однозначно восстанавливающее спектр недостающих масс m_x.

В § 2 рассматриваются каскадные распады резонансов типа $A \to 1 + a \hookrightarrow 2+3$ и вычислены границы и форма спектра m_{12}^2; они достаточно резки и определяются массами систем A и a; по положению границ спектра m_{12}^2 можно восстановить m_A и m_a; кроме того, сняв спектр m_{12}^2, можно однозначно восстанавливать спектр m_A [26]. Перед нами метод, позволяющий идентифицировать резонанс A, наблюдая лишь часть продуктов его распада. Этот метод нашел свое применение при поисках $\Lambda\eta$-резонанса[9] и при исследовании многопионных систем[11].

Глава III. Спектры эффективных масс в прямых и каскадных распадах

Глава посвящена вычислению резонансного фона. Здесь следует различать два случая. Первый – когда резонанс определяется на фоне частиц, не взаимодействующих друг с другом в момент рождения, – это так называемый "прямой" распад начального состояния; второй – когда частицы, образующие "фон", сами возникают в итоге распада других родившихся частиц. В первом случае (§1) спектр $w(M_\nu)$ эффективной массы ν частиц из n родившихся дается формулой

$$w(M_\nu) = S_\nu(M_\nu; m_1, \dots, m_\nu)\, S_{n-\nu+1}(M_n; M_\nu, m_{\nu+1}, \dots, m_n)\, M_\nu ,$$

где S_k –фазовый объем k частиц[27]. Приводятся формулы для расчёта S_k и дается простая приближенная формула

$$w(M_\nu) \sim (Q_\nu / Q_n)^{\frac{3\nu-5}{2}} \left(1 - \frac{Q_\nu}{Q_n}\right)^{\frac{3(n-\nu)}{2}-1} ,$$

где $Q_1 = M_1 - m_1 - \ldots - m_1$; из нее, в частности, следует, что пик в резонансном фоне приходится на

$$M_\nu = m_1 + \ldots + m_\nu + \frac{3\nu - 5}{3n - 7}(M_n - m_1 - \ldots - m_n).$$

Основная часть главы III посвящена задаче вычисления резонансного фона в каскадных распадах (впервые ее решал Пинский[10]). В § 2 показано, что для произвольно сложного каскада распадов существует аналитический метод расчёта спектра эффективных масс любой группы частиц, возникших в двух сколь угодно отдаленных ветвях каскада. С помощью рецепта, сформулированного в § 2, с легкостью вычисляется, например, спектр $m_{\Lambda\gamma'}$ от распада $X \to \Sigma^0 \pi^0 \to \Lambda^0 \gamma\gamma\gamma'$: интеграл состояний этой системы представляется в виде двойного интеграла

$$S_4 = \int \frac{dm^2_{\Lambda\pi}}{2p_{\ldots} m_{\Lambda\pi}} \int dm^2_{\Lambda\gamma'}$$

в известных пределах; искомый спектр получится переменой порядка интегрирования. На основе правил § 2 в § 3 проведено множество подобных расчётов спектра эффективных масс систем $\Lambda\gamma'$ в сложных каскадах распадов типа

$$X \to \underset{\hookrightarrow \Lambda\gamma}{\Sigma^0}\, \underset{\hookrightarrow \gamma\gamma'}{\pi^0}\, \pi^0, \qquad X \to \Lambda^0 \underset{\hookrightarrow \gamma\gamma'}{\pi^0} \pi^0, \qquad X \to \Lambda^0 \underset{\hookrightarrow \underset{\hookrightarrow \gamma\gamma'}{\pi^0} \gamma\gamma}{\eta^0}$$

и т.д. Эти расчёты нужны для более глубокого анализа причин, способных вызвать наблюдавшийся на опыте пик в спектре масс $\Lambda\gamma$. Доказано, в частности, что если частицы Λ^0 и $\underset{\hookrightarrow \gamma\gamma}{X}$ могут друг относительно друга покоиться, то в спектре $m^2_{\Lambda\gamma}$ пик приходится на $m_\Lambda(m_\Lambda + m_X)$ вне зависимости от того, насколько сложным был каскад, приведший к рождению частиц Λ^0 и X; это сильно ограничивает возможности интерпретации $\Lambda\gamma$-пика.

Ставится задача обобщения диаграммы Далитца на каскадные распады; показано, что произвольно сложному каскаду двухчастичных распадов может быть всегда поставлена в соответствие многомерная фигура Далитца; в случае каскадного распада на 4 частицы – каким бы путем он ни шел – фигура Далитца оказывается двумерной; ее ширина дает спектр эффективных масс в этом каскаде (§ 4). Содержание главы III изложено в работах[27-31].

Глава IV Метод определения спина и чётности многомезонных резонансов

Когда один за другим были открыты несколько трехпионных резонансов[12,13], казалось, что очередь – за четырехпионными резонансами. В.И.Огиевецкий и автор задались вопросом о возможностях определения спина S и чётности P таких резонансов. Бывшие в ту пору в ходу методы определения S и P существенно опирались на знание динамики сильного распада[12], что не укрепляло доверия к ним. В работе[32] было показано, что можно поставить в соответствие каждой комбинации изоспина T, спина S и чётности P свою запрещенную область в пространстве импульсов вторичных пионов; при отыскании этих запретов игра идет единственно на тождественности пионов и не возникает нужды в знании теории сильного взаимодействия; эти запреты были вычислены для распадов резонансов с различными T, S, P на 3 или 4 пиона; оказалось, что, в частности, при распадах на 4 пиона кинематика допускает лишь ограниченное число различных запретов; все они были найдены и расклассифицированы (§ 1).

Чтобы применить эти результаты к определению квантовых чисел резонансов, требовалось обойти еще одну трудность: невозможность представить себе многомерное пространство импульсов, в котором возникали запреты. Был выдвинут метод "пробных функций", который не нуждался в наглядных представлениях; суть его состоит в том, что если уравнение запрещенной конфигурации есть $u = 0$, то в распределении по u должен быть спад при $u = 0$. Метод пробных функций не применялся на практике (4-пионные резонансы с достаточной статистикой были получены совсем недавно[14]), но его возможности были исследованы на модельных распадах (§ 1,2); оказалось, что одни запреты отличаются от других "силой" – объемом области фазового пространства, близкой к запрещенной; имеет смысл пользоваться лишь "сильными" пробными функциями. В §§ 3 и 4 развиваются сходные методы определения квантовых чисел резонансов, распадающихся на $K\pi\pi$, $K\pi\pi\pi$ и на три фотона; в частности, доказано, что распад скалярной частицы на три фотона можно отличить от распада векторной по отсутствию в первом случае как симметричных, так и коллинеарных троек фотонов (это свойство недавно попытались использовать для проверки сохранения C-чётности при аннигиляции $e^+e^- \to 3\gamma$ [15]).

Содержание главы IV было опубликовано в работах [32-35] и в лекции [44].

Часть II. ПРИНЦИПЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СИСТЕМ

Принципы моделирования многочастичных реакций были впервые развиты автором еще в 1958 году [36], когда было показано, что числовая обработка так называемых "случайных звезд" способна дать ответ на многие вопросы, не поддающиеся аналитическому расчёту. Со времени открытия резонансов моделирование широко вошло в обиход экспериментатора. II часть диссертации посвящена изложению принципов моделирования (глава V) и их практическому применению (глава VI). Задача моделирования состоит в том, чтобы сгенерировать на счётной машине компоненты импульсов частиц, связанные законами сохранения энергии и импульса и распределенные по случайному закону, предписываемому теоретически известной амплитудой рождения. Для решения задачи применяются законы релятивистской кинематики. В § 1 решается основная и наиболее трудная задача – преобразование пространства импульсов n частиц в $(3n-4)$-мерный куб. Для этого предлагается следующая рекуррентная процедура: 4-импульс p_k k-ой частицы задается в системе покоя частиц 1,2……, k, после чего он переводится в лабораторную систему, а остающаяся часть полного 4-импульса приходится на долю оставшихся частиц 1,2 ….,$k-1$; зная ее, легко перейти в систему их покоя, после чего процедура повторяется с заменой k на $k-1$. Эта процедура [27] (была использована также в работах [16,17]. Благодаря ей, удается обеспечить попадание случайных точек в физическую область фазового пространства с первого раза. В § 2 вычисляется вес, с которым следует суммировать случайные точки при избранной параметризации пространства импульсов, и ставится задача поиска оптимальной (так называемой "нивелирующей") параметризации, которая должна ускорить сходимость средних по случайным суммам к сечениям или вероятностям моделируемых процессов [37]. Это нивелирующее представление фазового пространства зависит существенно от амплитуды процесса. В § 3 рассматривается случай, когда амплитуда является целой функцией импульсов частиц (таковы, например феноменологические амплитуды распадов резонансов); в § 3 найдено для этого случая нивелирующее представление [38], позволяющее за считанные минуты генерировать тысячи многочастичных (n до 20) звезд. Однако это представление отказывает, когда процесс сопровождается одномезонным обменом : оно не учитывает наличие полюса близ границ фазового пространства. В § 4 отыскивается оптимальная процедура моделирования для случая, когда амплитуду считают по одномезонной модели; она состоит в розыгрыше эффективных масс частиц, возникающих в узлах диаграммы и розыгрыше импульса промежуточного мезона; этот предварительный розыгрыш позволяет затем применить в каждом узле процедуру предыдущего параграфа.

В § 5 излагается выдвинутая И.В.Полубариновым и автором [39] идея расчёта диаграмм Фейнмана путем моделирования; она заменяет общепринятое вычисление шпуров усреднением по состояниям в импульсном и спиновом пространствах и была реализована в работах [22,42].

Последняя, VI глава диссертации посвящена практической реализации идей оптимального моделирования. В § 1 излагаются идеи программы ФОРС [40], которая позволяет рассчитывать резонансный фон в сложных каскадах рождающихся и распадающихся частиц. С помощью этой программы был проведен ряд расчётов для экспериментов по поискам новых резонансов, предпринимавшихся в ОИЯИ [9,11,18-20].

В § 2 излагается ход моделирования работы установки, регистрирующей радиационные распады резонансов [21]; оно состоит в генерации программой ФОРС ожидаемых каскадов распадов резонансов, введении в полученные случайные звезды экспериментальных погрешностей измерений, введении экспериментальной отсечки по углам и энергиям и подсчёте эффективностей регистрации этих звезд и ожидаемых спектров эффективных масс. Программа успешно моделирует довольно сложные процессы, например,

$$\pi^- + p \to n + \eta \longrightarrow \underset{\hookrightarrow \gamma+\gamma}{\pi^0} + \underset{\hookrightarrow \gamma+\gamma}{\pi^0} + \underset{\hookrightarrow \gamma+\gamma}{\pi^0} .$$

В качестве показательного результата работы этой программы проводится анализ выдвинутого М.С.Хвастуновым предложения идентифицировать резонансы не по их эффективной массе, а по лоренц-фактору; моделирование показало /31/, что в двухчастичных реакциях, и при других, практически осуществимых, условиях лоренц-фактор может вдвое-втрое улучшить разрешение близких по массе резонансов.

В § 3 приводится несложная "программа-минимум", позволяющая просто моделировать 2-3 - частичные звезды одинакового веса; мимоходом получается новый тип диаграммы Далитца для трех частиц. Наконец, в § 4 описывается практическая реализация идеи моделирования фейнмановских графов: расчёт сечения фоторождения пар промежуточных короткоживущих бозонов на ядрах и на протоне /42/.

Содержание диссертации было опубликовано в работах /23-42/ и в лекциях /43-45/.

Литература

1. A.G.Carlson et al, Phil. Mag., 41, 701 (1950).
2. G.Ascoli. Phys. Rev., 79, 812 (1950).
3. R.M.Sternheimer. 99, 277 (1955).
4. Г.Г.Тахтамышев. Препринт ОИЯИ, 2543, Дубна, 1966.
5. J.Steinberger et al. Phys. Rev., 78, 802 (1950).
6. Б.Маглич, в сб. "Вопросы физики элементарных частиц", том 5, Ереван, 1966, стр. 273.
7. Г.А.Лексин, ibid. 1962, стр. 41; 1963, стр. 11,
8. В.В.Бармин и др. ЖЭТФ, 45, 1879 (1964); Phys. Lett., 24B, N 5, 249. 1967.
П.С.Гутер и др., в кн. "Proc. 1966 Internat. Conf. on Instrum. for High Energy Physics," Stanford, p.606; 1966.
9. Ван Юн-Чан и др. Препринт ОИЯИ, Р-1615, 1964; Б.П.Банник и др. Phys. Lett., 24B, 246 (1967).

10. G.Pinski. Nuovo Cim., 24, 719 (1962).
11. В.А.Беляков и др. ЖЭТФ, 46, 1967 (1964).
12. B.C.Maglić. Phys. Rev. Letters, 7, 178 (1961).
13. A.Pevsner et al. Phys. Rev. Letters, 7, 421 (1961).
14. J.A.Danysz et al. Phys. Lett., 24B, N 6, 309 (1967).
15. A.P.Mills, S.Berko. Phys. Rev. Letters, 18, N 11, 420 (1967).
16. J.P.Chandler, C.A.Tilger, "Direct Generation ...," Indiana Univ. preprint, 1966.
17. G.Yekutieli, "RANDSTAR." Preprint, Weizmann Inst. of Science, May 1965.
18. В.А.Беляков и др., ЯФ, 1, №2, 338, 1965:. там же, 351.
19. А.Володько и др. Препринт ОИЯИ Р1-3351, Дубна, 1967.
20. В.Ф.Вишневский и др.; препринт ОИЯИ, Р1-3169, Дубна, 1967.
21. М.А.Азимов и др. В кн. "Рабочее совешание по искровым камерам" март 1966, Дубна, стр. 27, 1966.
22. Г.И.Копылов, Л.А.Кулюкина, И.В.Полубаринов. ЖЭТФ, 46, в. 5, 1715 (1964).
23. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 33, 430 (1957)
24. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2797, Дубна, 1966.
25. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-1654, Дубна, 1964.
26. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 46, 2063 (1964).
27. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Е-528, Дубна, 1960; ЖЭТФ, 39, 1091 (1960).
28. Г.И.Копылов, В.Е.Комолова. Nucl. Phys., 47, 33 (1963).
29. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р2-3162, Дубна, 1966.
30. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р1-3048, Дубна, 1966.
31. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р1-3049, Дубна, 1966.
32. Г.И.Копылов, В.И.Огиевецкий. Nucl. Phys., 50, 241 (1964); 57, 697 (1964)(E).
33. Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-1367, Дубна, 1963.
34. Г.И.Копылов. Nucl. Phys., 49, 566 (1963).
35. Г.И.Копылов. ЯФ, 4, 801 (1966)
36. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 35, 1426 (1958).
37. Г.И.Копылов. Nucl. Phys., 36, 425 (1962).
38. В.Е.Комолова, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-11-3193, Дубна, 1967.
39. Г.И.Копылов, И.В.Полубаринов. Препринт ОИЯИ, Д-821, Дубна, 1961.
40. В.Е.Комолова, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1965.

41. Г.И. Копылов, М.С.Хвастунов. Препринт ОИЯИ, Р1-3164, Дубна, 1967.
42. Г.И.Копылов, И.В.Полубаринов, Г.Л.Семашко. ЖЭТФ, 46, 1320 (1964).
43. Г.И.Копылов. В кн. "Вопросы физики элементарных частиц", том 4, Ереван, 1964 ., стр. 134.
44. Г.И.Копылов, там же, стр. 155.
45. Г.И.Копылов, там же, Ереван, 1966, том 6, стр. 325-338.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1967 года.