Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова

Физический Факультет

Кафедра физики элементарных частиц.

Курсовая работа.

Реконструкция резонансов, рожденных в столкновениях тяжелых ядер

Работу выполнил

студент 2 курса 206 группы

физического факультета

Абдуллин Тимур

Научный руководитель:

к. ф.-м. н. А.А. Апарин

Содержание

Введение

Резонансы - короткоживущие возбужденные состояния адронов. Распадаются за счёт сильного взаимодействия. Форма резонанса в физике частиц - брейт-вигнеровская. В силу малого времени жизни $\left(10^{-22} - 10^{-24}\text{c}\right)$ определяются как пики в полном сечении образования вторичных частиц:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

где E_0— энергия, соответствующая максимуму сечения $\sigma = \sigma_0$, сопоставляется с массой резонанса m:

$$m = \frac{E_0}{c^2}$$

Ширина резонанса Г связана с его средним временем жизни τ соотношением неопределенности:

$$\Gamma\tau \approx \hbar$$

В зависимости от кваркового состава резонансы можно разделить на две группы:

Барионные резонансы, имеющие барионное число B=1 и распадающиеся на мезоны и один стабильный барион.

$$\Delta^{++} \to p + \pi^+, \quad \Delta^+ \to n + \pi^+.$$

Мезонные резонансы, имеющие барионное число B = 0 и распадающиеся на мезоны.

$$\rho(770) \to \pi\pi, \quad \omega(782) \to \pi^+\pi^-\pi^0.$$

Также стоит отметить резонансы с ненулевой странностью, называемые странными резонансами.

Сечение и фазовый объем

Сечение реакции

Сечение реакции связано непосредственно с квадратом модуля амплитуды ее вероятности и размером области в т. н. «фазовом пространстве», в которой могут оказаться конечные продукты реакции. Рассмотрим эту связь подробнее.

При вычислениях вероятностей переходов в единицу времени используется понятие матрицы рассеяния, или S-матрицы, связывающей начальные (| i >) и конечные (| f >) состояния частиц в рассматриваемом процессе. Она определяется так, что квадрат модуля ее матричного элемента определяет вероятность обнаружения определенного конечного состояния после того, как произошло взаимодействие.

Матричные элементы S -матрицы могут быть ненулевыми только тогда, когда полный 4-импульс конечного состояния f равен полному 4-импульсу начального состояния i (закон сохранения энергии-импульса).

Получим связь между сечением реакции <f| ← | i > и матричным элементом ⟨f|S| i >. Для этого выделим δ-функцию сохранения 4-импульса в определении матричного элемента и перепишем его через «матрицу перехода» T:

$$\langle f|S|i\rangle = \delta_{fi} + i(2\pi)^4\delta\left(P_i - P_f\right)\cdot N\cdot\langle f|T|i\rangle,$$

где N - нормировочный множитель. Вероятность перехода в единицу времени из состояния $| \ i >$ в состояние $| \ f >$ связана с квадратом модуля матричного элемента:

$$\delta \mathrm{W}/\delta \mathrm{t} = (2\pi)^4\delta\left(\mathcal{P}_{\mathrm{i}} - \mathcal{P}_f\right)\cdot|\mathrm{N}|\cdot 2\cdot \mathrm{V}\cdot| < f|\mathrm{T}|\mathrm{i} > |^2$$

где V - нормировочный объем. Для получения сечения рассматриваемой реакции надо разделить $\delta W/\delta t$ на поток падающих частиц и просуммировать по всем конечным состояниям рассматриваемого перехода, что даст

$$\sigma = \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{flux}} \cdot (2\pi)^4 \sum_{\text{final states}} |\mathrm{N}|^2 \cdot \delta\left(\mathcal{P}_{\mathrm{n},f}^2 - \mathrm{m}_{\mathrm{n}}^2\right) \theta\left(\mathrm{E}_{\mathrm{n},f}\right) \cdot \delta\left(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_f\right) \cdot |\langle f|\ \mathrm{T}|\mathrm{i}\rangle|^2,$$

где P_{nf} – 4-импульс n-й частицы конечного состояния $|\ f\ >$ (то есть, $\mathrm{P}_f = \sum_n \mathrm{P}_{\mathrm{nf}}$), и учтено также то обстоятельство, что все регистрируемые частицы находятся на массовой поверхности, т. е. $\mathrm{P}_{nf} = \mathrm{m}_n^2$. причем полная энергия n-й частицы положительна. Поток падаюших частиц (например, взятый в системе покоя частицы-мишени), при нормировке волновьх функций «на одну частицу в нормировочном объеме», равен просто отношению относительной скорости начальных частиц на величину нормировочного объема: $\mathrm{flux} = \frac{\mathrm{V}^2}{\mathrm{v}_0}$; поэтому

$$\sigma = \frac{\mathrm{V}^2}{\mathrm{v}_0} \cdot (2\pi)^4 \sum_{\text{final states}} |\mathrm{N}|^2 \cdot \delta\left(\mathcal{P}_{\mathrm{n},f}^2 - \mathrm{m}_{\mathrm{n}}^2\right) \theta\left(\mathrm{E}_{\mathrm{n},f}\right) \cdot \delta\left(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_f\right) \cdot |\langle f|\ \mathrm{T}|\mathrm{i}\rangle|^2,$$

Где относительная скорость v_0

$$|\mathbf{u}_{\mathrm{ab}}| = \gamma_{\mathrm{a}}\mathrm{v}_0 = \frac{E_{\mathrm{a}}}{m_a}\frac{|\mathbf{p}_{\mathrm{a}}|}{E_{\mathrm{a}}} = \frac{|\mathbf{p}_{\mathrm{a}}|}{m_{\mathrm{a}}}\frac{m_b}{m_b} = \frac{\sqrt{E_a^2 m_b^2 - m_a^2 m_b^2}}{m_a m_b} = \frac{\sqrt{\left(\mathcal{P}_{\mathrm{a}}\mathcal{P}_{\mathrm{b}}\right)^2 - m_a^2 m_b^2}}{m_{\mathrm{a}} m_b},$$

Если выбрать нормировочный множитель для частиц в виде

$$N = \frac{1}{\sqrt{E_a V}}$$

то выражение для сечения реакции примет вид:

$$\sigma = \frac{1}{\mathrm{E_a E_b v_0}} \cdot (2\pi)^4 \sum_{\text{final states}} |\mathrm{N}_1|^2 \cdot \delta\left(\mathcal{P}_{\mathrm{n},f}^2 - \mathrm{m}_{\mathrm{n}}^2\right) \theta\left(\mathrm{E}_{\mathrm{n},f}\right) \cdot \delta\left(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_f\right) \cdot |\langle f|\ \mathrm{T}|\mathrm{i}\rangle|^2,$$

где N_1 содержит нормировочные множители только для частиц конечного состояния.

Фазовый объем

Говоря о состоянии системы n частиц, мы задаем их 4-импульсы. Пространством состояний рассматриваемой системы оказывается, т. о., импульсное пространство. Элемент объема 4-импульсного пространства для системы n частиц (его также называют фазовым пространством для этой системы) есть:

$$dR_4 = d^4\mathrm{P}_1\ \mathrm{d}^4\mathrm{P}_2 \dots \mathrm{d}^4\mathrm{P}_2$$

Весь доступный рассматриваемым частицам обьем этого фазового пространства можно назвать интегралом состояний. Он не бесконечен, поскольку полная энергия системы n частиц фиксирована: 4-импульс каждой из частиц имеет фиксированную «длину», так как $\mathrm{P}^2 = \mathrm{E}_\mathrm{i}^2 - \mathrm{p}_\mathrm{i}^2 = \mathrm{m}_\mathrm{i}^2$, (говорят, что все эти частицы находятся на «массовой поверхности»). Чтобы учесть эти обстоятельства, элемент фазового объема надо записать в виде

$$\mathrm{dR_n} = \prod_1^{\mathrm{n}} \mathrm{d}^4 P_i \delta\left(P_i^2 - \mathrm{m}_\mathrm{i}^2\right) \delta^4\left(\sum_1^{\mathrm{n}} P_i - P_\mathrm{n}\right)$$

где n - полный 4-импульс нашей системы n частиц. Вероятность пребывания нашей системы в той или иной ячейке фазового пространства определяется квадратом модуля амплитуды перехода из начального состояния в интересующее нас конечное: умножив его на элемент фазового объема, получаем вероятность dW того, что система будет в соответствуюшем состоянин:

$$\mathrm{dW} = \mathcal{M}^2 \cdot \prod_1^{\mathrm{n}} \mathrm{d}^4 P_i \delta\left(P_i^2 - \mathrm{m}_i^2\right) \delta^4\left(\sum_1^{\mathrm{n}} P_i - P_\mathrm{n}\right)$$

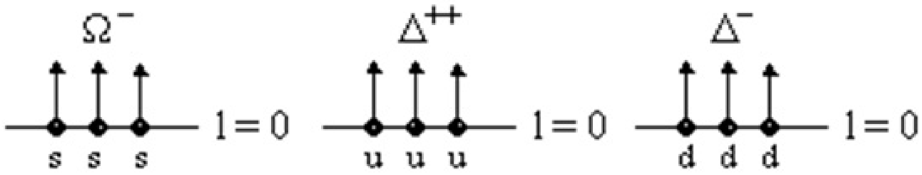
и после интегрирования по массовой и энергетической поверхностям (их пересечению) и учета нормировочных факторов, можно получить полную вероятность распада на данные частицы или полное сечение соответствующего процесса.

Если же зафиксировать энергию E_1 (или модуль импульса) одной из частиц, например, частицы 1 , и проинтегрировать по всем остальным переменным, то $\mathrm{d}R_n$ можно представить в виде $\mathrm{F}(\mathrm{E}_1)\,\mathrm{dE}_1$, где $\mathrm{F}(\mathrm{E}_1)$ есть «площадь» сечения «физической» части фазового пространства плоскостью $\mathrm{E}_1 = \mathrm{const}$; это будет плотность вероятности частице 1 иметь энергию E_1. Проще говоря, это не что иное, как энергетический спектр частицы 1.

Теоретические модели описания

Для описания выхода частиц, рождающихся в столкновениях тяжелых ядер, используются различные теоретические подходы. Одним из них является кварковая модель, согласно которой все сильновзаимодействующие частицы состоят из особых субчастиц с дробным электрическим зарядом – кварков трех типов и соответствующих им античастиц – антикварков. Все кварки имеют спин, равный 1/2. В настоящее время установлено существование шести разновидностей кварков: u, d, s, c, b, t. Кварки u, c и t (верхние кварки) имеют электрический заряд, равный +2/3, а кварки d, s и b (нижние кварки) - заряд, равный -1/3.

Простейшая кварковая модель столкнулась с проблемой нарушения принципа Паули при построении таких барионов, как $\Omega^-, \Delta^{++}, \Delta^-$. Эти барионы состоят из трех тождественных кварков $\Omega^-(sss), \Delta^{++}(uuu), \Delta^-(ddd)$, находящихся в полностью симметричном состоянии по пространственным координатам, спину и аромату (типу кварка).



Для согласования кварковой модели адронов с принципом Паули был предложен новый, усложненный вариант модели. В ней для кварков была введена еще одна дополнительная степень свободы. Эта дискретная переменная получила название цвета и приписывается всем кваркам. Цвет имеет 3 возможных значения, обычно это красный (к), синий (с) и зеленый (з).

Применения кинематики (специальные случаи)

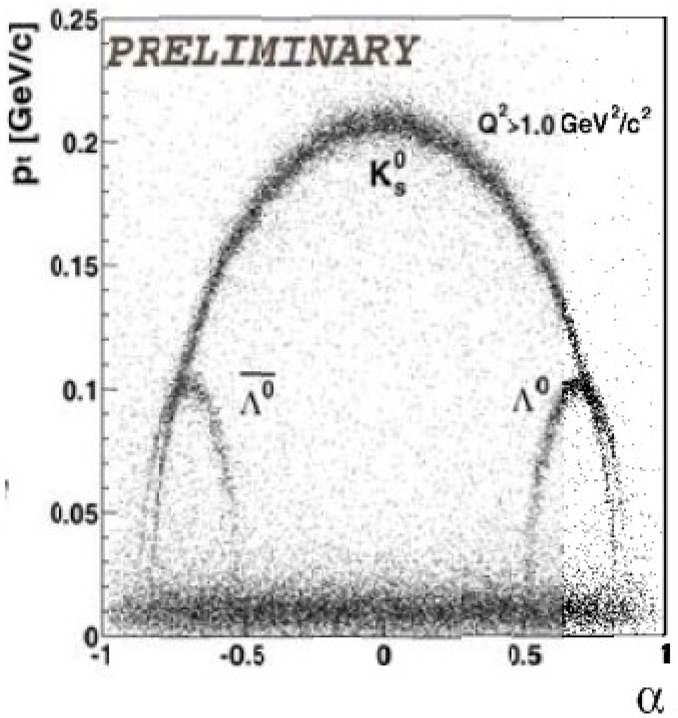
Критерий Арментероса-Подолянского.

Был изобретен для анализа событий распада нейтральных странных частиц: K_S^0-мезонов и Λ^0-гиперона, распадающихся преимущественно на пару заряженных частиц. В экспериментах по изучению свойств странных частиц нужно было разделить события распада K_S^0-мезонов их, когда измерены импульсы продуктов распада, но сами эти продукты не распознаны (например, известны величина и знак заряда, но не массы). Топология событий распада этих частиц довольно проста: после распада есть две и только две противоположно заряженные частицы: при распаде K_S^0 это - положительно и отрицательно заряженные π-мезоны, а при распаде Λ^0 - протон и отрицательно заряженный пион. О таких событиях принято было говорить, что они имеют топологию типа V^0 «вилки», а о распавшейся частице как о V^0-частице. Применение критерия основано на кинематическом анализе распада V^0-частицы в терминах модуля поперечного (по направлению движения V^0-частицы) импульса и $\mathrm{p_t}$ и некоторой безразмерной переменной

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-},$$

характеризующей асимметрию между продольными (по отношению к тому же направлению) импульсами положительно (p_L^+) и отрицательно $\left(p_L^-\right)$ заряженных частиц из этой V^0 «вилки». Таким образом, каждому событию распада V^0-частицы можно сопоставить некоторую точку на плоскости $(\alpha, \mathrm{p_t})$.

Теперь следует вспомнить об эллипсе импульсов. При двухчастичнм распаде V^0 в ее системе покоя импульсы продуктов распада одинаковы. Если она распалась так, что в этой системе отсчета угол вылета продуктов распада равен 90°, то при переходе в лабораторную систему поперечный импульс распадных частиц будет равен импульсу распадных частиц в системе покоя. Если же частица V^0 распалась так, что продукты вылетели под углом 0° или 180° в ее системе покоя, то величины импульсов положительной распадной частицы и отрицательной распадной частицы в лабораторной системе будут определяться соответствующими эллипсами импульсов; эти эллипсы будут разными и относиться разным типам в классификации эллипсов импульсов, если распадные частицы имеют разные массы (протон и пион) и, соответственно, равные скорости в системе покоя V^0. Если же распадные частицы одинаковы (два пиона), то и соответствующие эллипсы будут одинаковы. Поэтому разность продольных импульсов распадных частиц в лабораторной системе будет разная, как и величина поперечного импульса (определяемая энерговыделением при распаде) для случаев, когда V^0 есть нейтральный каон или Λ-гиперон. В результате, распределение событий на плоскости (α, p_t) должно быть разным для разного типа V^0.



На плоскости $(\alpha, \mathrm{p_t})$ события K_S^0 - распада почти всюду заселяют совершенно другую область, чем события распада Λ^0, пересекаясь (в идеале) только в одной точке. Из-за конечной точности измерений импульсов эта точка превращается в некоторую область (впрочем, она достаточно невелика).

Методы обнаружения резонансов

Основные методы обнаружения резонансов таковы:

Максимум в полном эффективном сечении рассеяния. В полном эффективном сечении наблюдаетсл колоколообразный максимум, положение и полная ширина которого в шкале E (энергия продуктов распада) равны M (масса покоя продуктов распада) и Г соответственно. Этот метод, однако, не позволяет провести полного определения квантовых чисел резонансов., в частности спина.

Фазовый анализ. Здесь исходными измеряемыми величинами являются дифференциальные сечения упругого рассеяния, т. е. сечения, измеряемые как функции угла рассеяния J и полной энергии E. Квантовомеханичесвая амплитуда рассеяния $\mathrm{T(J, E)}$ затем разлагается в ряд по сферическим функциям, а в простейшем бесспиновом случае - по полиномам Лежандра (многочлен, который в наименьшей степени отклоняется от нуля в смысле среднего квадратического) $\mathrm{P_1}$ (cos J):

$$T(\theta, E) = \sum_j (2j+1) P_j \cos \vartheta T_j(E)$$

Коэффициенты $T_1(E)$ этого разложения — парциальные волны рассеяния с орбитальным (угловым) моментом, равным целому положительному числу 1 - определяются из экспериментальных данных как комплексные функции действительного переменного E резонанса со спином J = 1 проявляется в виде брейт-вигнеровского вклада в $\mathrm{T_1}$ (E). Этот метод позволяет определять все характеристики резонансов. (массу, ширину, спин, чётность и т. д.). Данные методы используютсл в основном для обнаружения барнонных резонансов.

Метод максимумов в массовых распределениях. Используется при обработке данных по неупругим реакциям вида $\mathrm{a + b \to c_1 + c_2 + \ldots + c_n}$, когда в результате соударения двух частиц a и b возникает n частиц ($\mathrm{n} \geq 3$). Здесь строят распределения числа событий с двумя (или несколькими) выделенными в конечном состоянии частицами, например c_1, c_2, в зависимости от суммарной энергии этих частиц в их с. ц. и.; в этой системе суммарная энергия $E_{12} = E_1 + E_2$ определяет т. н. «эффективную массу» M_{12} пары частиц c_1+c_2. Распределение по M_{12} называется массовым распределением. Максимум в массовом распределении около среднего значения $M_{12} = M^*$ интерпретируется как резонанс с массой M^*, который может распадаться на частицы c_1 и c_2. Данный метод можно успешно применять и в тех случаях, когда резонанс распадается на сравнительно большое число частиц. Вариантом этого метода может считаться метод «недостающей массы». Он используется в тех случаях, когда, например $n = 3$, и регистрировать частицу c_3 легче, чем частицы c_1 и c_2. Энергию пары частиц c_1, c_2 вычисляют по разности $E_{12} = E_{ab} - E_3$ (как «недостаюшую» энергию). Резонанс проявляется как максимум в распределении по «недостающей» массе. Метод массовых распределений - основной способ обнаружения мезонных резонансов.

Ядерные эмульсии. Заряженные частицы, проходя через слой эмульсии, ионизуют атомы, лежащие на их пути. В результате происходит разложение бромистого серебра и образование центров скрытого изображения. При последующей проявке в эмульсии образуются мельчайшие зёрна металлического серебра размером до приблизительно 1 мкм, которые наблюдаются под микроскопом в виде точек различной жирности. След частицы имеет вид цепочки таких точек со средним расстоянием между ними, не превышающим 5 мкм. По характеру этого следа (концентрации точек и отклонению от прямолинейности) можно идентифицировать тип частицы.

Выводы

Реконструкция резонансов, возникающих в столкновениях тяжелых ядер, является перспективным направлением в ядерной физике. Столкновения тяжелых ядер происходят в экстремальных условиях, которые не могут быть достигнуты в обычных экспериментах. Резонансы, возникающие в таких столкновениях, могут дать информацию о свойствах ядерной материи при высоких температурах и плотностях. Результаты исследований могут привести к разработке новых технологий и материалов. Таким образом, реконструкция резонансов открывает новые возможности для исследования ядерной физики и может привести к новым открытиям и достижениям в этой области науки.

Использованная литература

«Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program»

«Strange hadron production in Au+Au collisions at sNN = 7.7, 11.5, 19.6, 27, and 39 GeV»

«Столкновения ядер сверхвысоких энергий» Д. Ю. Пересюнько