

О КВАЗИЯДЕРНЫХ УРОВНЯХ СИСТЕМЫ $\Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ Р.Т.Тяпаев¹⁾, И.С.Шапиро

Вычислены амплитуды упругого рассеяния и переходов $\Sigma\bar{\Sigma} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ для орбитальных моментов $L=1, 2$. Показано, что связь с закрытым каналом заметно уменьшает ширины резонансов, незначительно сказываясь на положении последних. Приводятся рекомендации для поисковых экспериментов и возможной интерпретации имеющихся новейших данных.

В связи с предполагаемым вводом в строй в ближайшее время накопительного кольца медленных антипротонов (см. ¹⁾), назрела необходимость решения некоторых недостаточно исследованных ранее проблем теории квазиядерного бариония. К их числу принадлежит вопрос о влиянии связи различных каналов барион (B) – антибарион (\bar{B}) на спектр квазиядерных резонансов. Обмен одними и теми же бозонами приводит как к потенциальному диагональному взаимодействию, так и к переходу между различными каналами $B\bar{B}$. До сих пор преимущественно изучалось взаимодействие внутри какого-либо одного из каналов (см. ²⁾). Лишь в одной работе ³ рассмотрен резонанс $N\bar{N}$, возникающий из связанного состояния $\Sigma\bar{\Sigma}$ за счет переходов $\Sigma\bar{\Sigma} \rightarrow N\bar{N}$.

В настоящей статье излагаются результаты работы, цель которой состояла в выяснении свойств квазиядерной системы $\Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ с учетом возможных переходов между указанными парами. Мы рассмотрим в основном два вопроса: влияние связи каналов на ширины резонансов и то, каково ожидаемое проявление этих резонансов в экспериментально измеримых сечениях. Хотя параметризация использованного для численных расчетов гамильтониана реалистична, т. е. отвечает современным сведениям о константах однобозонного обмена (ОБО), мы отмечаем здесь главным образом качественные закономерности. Они не тривиальны, и, как будет видно, важны для экспериментального поиска.

Для вблизипороговых резонансов справедливо нерелятивистское приближение, приводящее к потенциалам ОБО (см. ⁴⁾). Спин-орбитальное взаимодействие в этом приближении сингулярно на малых расстояниях. Его регуляризация осуществлялась обрезанием

$$V_{ij}(r < r_c) = 0.$$

Здесь $i, j = 1, 2$ (1, 2 – каналы $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$), V_{ij} – элементы матрицы (2×2) гамильтониана взаимодействия, r – расстояние между частицами, $r_c = 0,64 \text{ Ф}$ – радиус обрезания ²⁾. Для упрощения расчетов тензорные силы не учитывались. Как выяснилось из изучения систем $N\bar{N}$ для явления качественных закономерностей тензорные силы не столь существенны. Напротив, спин-орбитальное взаимодействие, частично компенсирующее центробежное отталкивание играет определяющую роль, фактически обуславливая существование уровней квазиядерного бариония с ненулевыми орбитальными моментами (см. ²⁾).

Для вычисления трех независимых элементов двухканальной матрицы реакций использовался метод фазовых функций ⁵⁾. В данном случае он приводит к системе трех нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, которая решалась численно (с помощью схемы, описанной в ⁶⁾).

В результате расчетов получены амплитуды упругого рассеяния в обоих каналах и переходов $\Sigma\bar{\Sigma} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ для орбитальных моментов $L = 1, 2$ в интервале изменения суммарной кинетической энергии Λ и $\bar{\Lambda}$ (в СЦИ пары) от 0 до 500 МэВ. Определение резонансных уровней

¹⁾Московский инженерно-физический институт.

²⁾Опробовались также и другие варианты обрезания. Как и ожидалось, тип регуляризации гамильтониана на малых расстояниях не сказывается на основных свойствах квазиядерных состояний.

ней и их ширин производились с помощью диаграмм Аргана (по скорости движения точек в комплексной плоскости амплитуды при изменении энергии). В качестве примера на рис. 1 приведена типичная диаграмма Аргана для амплитуд упругого рассеяния $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$ в состоянии 3P_1 . Эта диаграмма отвечает резонансу с полной энергией (массой) 2394 МэВ и шириной $\Gamma = 27$ МэВ. Все найденные таким образом резонансы в P - и D -волнах перечислены в таблице. Там же показана роль связи каналов. Как видно из таблицы, ширины резонансов, расположенных между порогами $\Lambda\bar{\Lambda}$ (2231 МэВ) и $\Sigma\bar{\Sigma}$ (2386 МэВ) заметно уменьшаются за счет связи каналов. Особенно показателен в этом отношении пример резонанса 3D_1 ширина которого уменьшается почти на порядок (от 105 до 15 МэВ). Физическая причина явления кроется в дополнительном притяжении между легкими частицами ($\Lambda\bar{\Lambda}$), возникающем из-за связи с закрытым каналом ($\Sigma\bar{\Sigma}$). Это притяжение отчетливо проявляется в уменьшении энергии возбуждения (от 95 до 50 МэВ в случае упомянутого выше резонанса 3D_1). Опускание уровня из-за дополнительного притяжения приводит к экспоненциальному падению прозрачности центробежного барьера, т. е. к сильному уменьшению ширины резонанса.

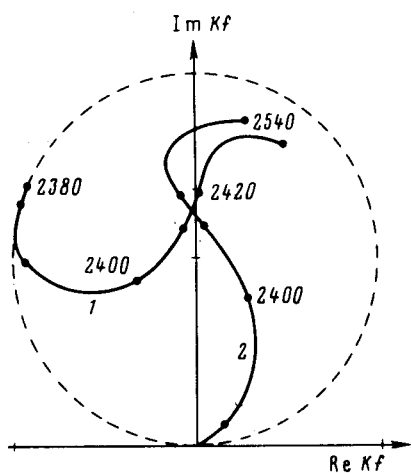


Рис. 1. Диаграмма Аргана для величин $k_1 f_{11}$ (кривая 1) и $k_2 f_{22}$ (кривая 2). k_1, k_2 — относительные импульсы Λ и $\bar{\Lambda}$, Σ и $\bar{\Sigma}$; f_{11}, f_{22} — соответствующие 3P_1 амплитуды. Числа у точек — полная энергия (МэВ)

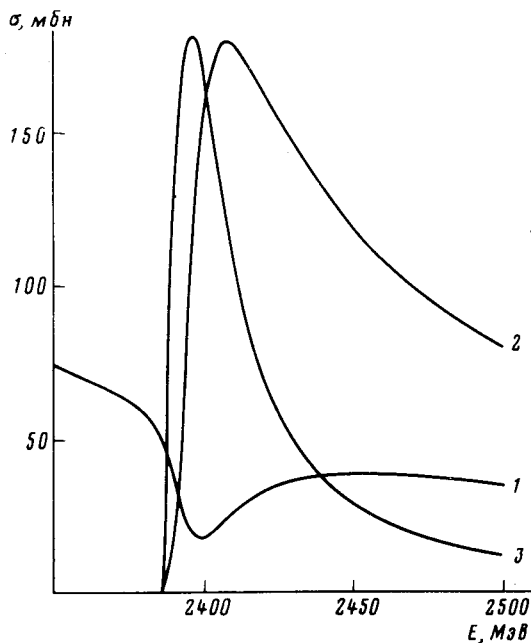


Рис. 2. Зависимость 3P_1 сечений упругого рассеяния $\Lambda\bar{\Lambda}$ (кривая 1), упругого рассеяния $\Sigma\bar{\Sigma}$ (кривая 2) и реакции $\Sigma\bar{\Sigma} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (кривая 3) от полной энергии в окрестности резонанса 3P_1 (2394)

Связь каналов дает еще один (указанный в ³) механизм, генерирующий узкие резонансы: вблизипороговое состояние тяжелых частиц ($\Sigma\bar{\Sigma}$) будет проявляться как аномально узкий надбарьерный резонанс в канале легких частиц ($\Lambda\bar{\Lambda}$). Так в данном случае обстоит дело с резонансом 3P_2 (2399) имеющим ширину $\Gamma = 23$ МэВ и отвечающем кинетической энергии $E(\Lambda\bar{\Lambda}) = 168$ МэВ при высоте центробежного барьера $V_c \approx 15$ МэВ. Аналогичная ситуация осуществляется и для резонансов 1P_1 (2403), 3P_0 (2396), 3P_1 (2394) (см. таблицу). Между тем для надбарьерного резонанса естественно было бы ожидать $\Gamma \gtrsim 100$ МэВ (как, например, для резонанса 3D_2 (2331), у которого $E(\Lambda\bar{\Lambda}) \approx 100$ МэВ, $V_c \approx 85$ МэВ и $\Gamma = 110$ МэВ). Сравнительно малая ширина упомянутых P -резонансов в системе $\Lambda\bar{\Lambda}$ объясняется тем, что в канале $\Sigma\bar{\Sigma}$ имеется узкий вблизипороговый резонансный уровень, порожденный диагональным ОБО.

Спектр изоскалярных P - и D - уровней
 квазядерной системы $\Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ с учетом $(\Lambda\bar{\Lambda} + \Sigma\bar{\Sigma})$
 и без учета $(\Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma\bar{\Sigma})$ связи каналов.
 $2m_{\Lambda} = 2231$ МэВ, $2m_{\Sigma} = 2386$ МэВ

$2s+1$ L_J	Масса (МэВ)			$\Gamma = \Gamma_{\Lambda\bar{\Lambda}} + \Gamma_{\Sigma\bar{\Sigma}}$ (МэВ)			$\Gamma_{\Lambda\bar{\Lambda}}/\Gamma$
	$\Lambda\bar{\Lambda} + \Sigma\bar{\Sigma}$	$\Lambda\bar{\Lambda}$	$\Sigma\bar{\Sigma}$	$\Lambda\bar{\Lambda} + \Sigma\bar{\Sigma}$	$\Lambda\bar{\Lambda}$	$\Sigma\bar{\Sigma}$	$\Lambda\bar{\Lambda} + \Sigma\bar{\Sigma}$
3P_0	\lesssim 2211 2396	2211 —	— 2391	— 34	— —	— 6	— 0,46
3P_1	\lesssim 2226 2394	2226 —	— 2392	— 28	— —	— 6	— 0,46
3P_2	2241 2399	2241 —	— 2398	12 23	15 —	— 19	1 0,2
1P_1	2247 2403	2251 —	— 2402	29 50	48 —	— 27	1 0,42
3D_1	2280	2328	—	15	105	—	1
3D_2	2330	2340	—	110	200	—	1

На рис. 2. показан энергетический ход сечений в районе резонанса 3P_1 (2394). Примечательно, что иррегулярность в упругом рассеянии $\Lambda\bar{\Lambda}$ (кривая 1) совсем не похожа на брейт-вигнеровский пик. Причиной этого является интерференция с "собственным" связанным состоянием в канале $\Lambda\bar{\Lambda}$, порожденным диагональным ОБО и весьма близки к порогу (энергия связи $E_B \approx 5 - 10$ МэВ). Вместе с тем резонансные максимумы отчетливо видны в сечениях упругого рассеяния $\Sigma\bar{\Sigma}$ (кривая 2) и реакции $\Sigma\bar{\Sigma} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (кривая 3). Существенно различное поведение кривых возбуждения в окрестности одного и того же резонанса в разных каналах — важный для поисковых экспериментов факт¹⁾. Вблизипороговые резонансы $\Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ до сих пор пытались наблюдать в реакциях рождения ("production" — эксперименты). В настоящее время имеются некоторые указания на возможное наличие таких резонансов в канале $\Lambda\bar{\Lambda}$ (см. ⁹⁾). Отметим также, что недавно обнаруженные изоскалярные резонансы 2^+ с массами 2160 и 2320 МэВ в системе двух φ -мезонов (см. ¹⁰⁾ могут оказаться квазядерными состояниями $\Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ (в этом случае резонанс 2320 должен с большой вероятностью распадаться по каналу $\Lambda\bar{\Lambda}$)²⁾.

Из полученных в данной работе результатов видно, что для уверенного обнаружения вблизипороговых гиперон-антигиперонных резонансов квазядерного происхождения мо-

¹⁾ Подчеркнем, что на данное обстоятельство обращалось внимание раньше (см. ⁷⁾ в связи с проявлением резонанса $N\bar{N}$ (1940) в упругом рассеянии $p\bar{p}$ и отсутствием соответствующего пика в энергетическом ходе сечения перезарядки $p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}$. В ⁷⁾ на этом основании был сделан вывод о том, что так называемый мезон h^0 (2040) может иметь квазядерную природу и брэнчинг около 0,5 для распада по каналу $p\bar{p}$. В недавней работе ⁸⁾ такой распад h^0 -мезона по-видимому наблюдался. Отметим, что относительно большой брэнчинг h^0 -мезона по каналу K^+K^- в квазядерном подходе может объясняться связью с каналами $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$ (см. ³⁾).

²⁾ Это замечание принадлежит О.Д.Далькарову. В ¹⁰⁾ упомянутые резонансы предположительно идентифицируются с глюонием, поскольку их рождение в реакции $\pi^+p \rightarrow n2\varphi$ запрещено кварковыми правилами отбора.

жет потребоваться энергетическое разрешение порядка МэВ при обязательном выделении определенных парциальных волн и хорошей статистической обеспеченности. Реализация таких условий возможна на установке LEAR в экспериментах по исследованию процессов $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ или $p\bar{p} \rightarrow \Sigma\bar{\Sigma}$. Качественно свойства системы трех связанных каналов $p\bar{p} - \Lambda\bar{\Lambda} - \Sigma\bar{\Sigma}$ вблизи порогов $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$ должны быть близки к рассмотренным выше. Подробные расчеты будут опубликованы в другом месте.

Авторы благодарны О.Д.Далькарову и В.Е.Маркушину за полезные обсуждения, а также М.П.Файфману за помощь в численных расчетах.

Литература

1. CERN Courier 1982, 22, 365.
2. *Shapiro I.S.* Phys. Rep., 1978, 35C, 129; УФН, 1978, 125, 577.
3. *Богданова Л.Н., Маркушин В.Е.* ЯФ, 1980, 32, 512.
4. *Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J.* Phys. Rev., 1972, D20, 1633.
5. *Бабиков В.В.* Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1976; *Calogero F.* Variable phase approach to potential scattering. New-York and London: Academic Press, 1967.
6. *Файфман М.П.* ЯФ, 1977, 26, 433.
7. *Богданова Л.Н., Далькаров О.Д., Кербиков Б.О., Шаниро И.С.* Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 76.
8. *Lamsa J.W. et al.* Phys. Rev., 1982, D26, 1769.
9. *Балашин О.Н. и др.* Препринт ИТЭФ-2, Москва, 1982.
10. CERN Courier, 1982, 22, 416; *Etkin A., et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1620.

Московский
инженерно-физический институт

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 февраля 1983 г.