

О КВАЗИТРИТИЕВОМ СОСТОЯНИИ В СИСТЕМЕ $\bar{p}d$

О.Д.Далькаров, Ю.В. Орлов, А.А.Тиллявов

С помощью уравнений Фаддеева для системы $\bar{p}pp$ получено ядерно-подобное связанное состояние с энергией связи близкой к энергии связи трития и квантовыми числами $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$. Поиск предсказываемого квазитритиевого состояния возможен в опытах по аннигиляции остановившихся антипротонов в дейтерии с испусканием моноэнергетических γ -квантов, отвечающих радиационным переходам из состояний $\bar{p}d$ -атома на обсуждаемое квазитритиевое состояние с относительной интенсивностью $\gtrsim 10^{-3}$.

Исследование возможности существования вблизипороговых состояний с малой энергией связи (порядка нескольких МэВ) в системе из двух нуклонов и одного антинуклона представляет интерес в нескольких аспектах. Во-первых, теоретически предсказан спектр трехчастичных состояний $2N\bar{N}$ квазиядерного типа [1, 2]. Во-вторых, в системе $\bar{p}pp$ вблизи порога возможна ситуация, когда ядерные длины рассеяния a для каждой пары частиц могут быть много больше радиуса сил. Для длины рассеяния $a_{\bar{p}p}$ этот вывод следует из измерения ядерного сдвига 1S-уровня $\bar{p}p$ -атома [3]. Извлеченная из этих данных величина

$a_{\bar{p}p}$ оказалась равной $a_{\bar{p}p} = 6,66 - i 0,37 \Phi$ [4]. Столь большая величина $a_{\bar{p}p}$ обусловлена близким к порогу уровнем в системе $\bar{p}p$ с энергией связи $\epsilon \approx 0,87$ МэВ и шириной $\Gamma \approx 150$ кэВ. Асимптотические оценки числа уровней для системы $\bar{p}pn$ указывают в этом случае на принципиальную возможность существования близкого к порогу уровня (число уровней оценивается как $N \sim k \ln a/r_0 \sim 1$, где $1/\pi \leq k \leq \frac{1}{2} \ln 2^3$, a — ядерная длина рассеяния, r_0 — радиус сил [5]). Наконец, детальное изучение вблизипороговой области в $\bar{p}d$ -взаимодействии планируется осуществить, учитывая возможности строящегося в ЦЕРН'е накопителя медленных антипротонов.

Тот факт, что измерение сдвига $1S$ -уровня $\bar{p}p$ -атома дает информацию о длине $a_{\bar{p}p}$ ядерного рассеяния антипротона на протоне и тем самым о соответствующей амплитуде, или t -матрице, делает адекватным применение интегральных уравнений Фаддеева к описанию вблизипороговых связанных состояний $2N\bar{N}$ -системы. Действительно, сведения о двухчастичном взаимодействии входят в ядро уравнений Фаддеева посредством парной t -матрицы, и дело сводится к выбору модели для ее описания. В рассматриваемой нами ситуации близкого к порогу уровня бариония естественно использовать приближение эффективного радиуса, приводящее к простым аналитическим выражениям для t -матрицы вне энергетической поверхности, отвечающим одночленному потенциалу Ямагучи. Необходимые формулы приведены в работе [2], где в качестве формфактора виртуального распада (синтеза) $(NN)^* \rightarrow N + \bar{N}$ следует взять

$$g(k) = \text{const} / (k^2 + \beta^2). \quad (1)$$

В конкретных расчетах трехчастичной системы $\bar{p}pn$ мы рассмотрели случай двух каналов: $\bar{p} + d (\alpha = 1)$ и $n + (\bar{p}p)^*$ (либо $p + (\bar{p}n)^*$) ($\alpha = 2$). Из-за применения формализма изоспина в последнем случае состояния $(\bar{p}p)^*$ и $(\bar{p}n)^*$ не различаются, если задан изоспин пары $N\bar{N} I = 1$. Оба уровня (d и $(\bar{p}p)^*$) возникают в S -волне, поэтому мы ограничимся орбитальным моментом $L_\alpha = 0$. Спин системы $(\bar{p}p)^*$ также полагался равным 0^{11} . Для состояния $J^P = \frac{1}{2}^-$ орбитальный момент спектатора определяется однозначно $l_\alpha = 0$. Итак, по квантовым числам мы имеем ситуацию, аналогичную тритию, но с заменой n на \bar{p} . Что касается динамики системы $\bar{p}pn$, то она также, в принципе, сходна с динамикой

¹¹Значение спина $S = 1$ представляется маловероятным по следующей причине: в этом случае вблизипороговый уровень $(\bar{p}p)^*$ был бы векторным состоянием $J^P = 1^-$. Тогда, используя экспериментально измеренный бранчинг $B(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-) = (3,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-7}$ [6] и значение $\omega_\alpha = 19,5$ мбн, полученное в работе [4] из ширины атомного уровня, мы получили бы значение электромагнитного формфактора $G(q^2 = 4m^2) = 0,19$, что почти в три раза меньше измеренного в непосредственной близости от порога. Так как представляется естественным, чтобы формфактор G был растущей функцией [7], то эти данные несовместимы с гипотезой $S = 1$. Заметим, что из этого рассмотрения следует определенное предсказание для ширины триплетного $1S$ -уровня $\bar{p}p$ -атома; а именно: $\Gamma(S = 1) \gtrsim 3\Gamma(S = 0)$.

^3H или ^3He по положению уровней пар частиц вблизи соответствующих порогов. Наконец, в рассматриваемом случае действие принципа Паули (фактическая нетождественность n и \bar{p}) не приводит к существенным отличиям, а именно геометрические коэффициенты уравнений Фаддеева в задаче о $\bar{p}pn$ -системе получаются сходными с соответствующими коэффициентами для ^3H (или ^3He). Для коэффициентов Γ^{aa2} (см. формулу (18) из работы [2]) мы получили следующие значения: $\Gamma^{11} = -0,194$, $\Gamma^{12} = \Gamma^{21} = -0,712$, $\Gamma^{22} = -0,291$. Таким образом, можно ожидать возникновение уровня в $\bar{p}pn$ -системе с энергией связи, близкой к энергии связи трития. Соответствующее состояние мы будем называть квазитритиевым.

В численных расчетах детерминанта однородной системы алгебраических уравнений $\Delta(E)$, равенство нулю которого определяет энергию связи, была фиксирована длина NN -рассеяния. $a_{NN} = 6,6 \text{ Ф}$. При этом параметр β , входящий в формулу (1) и определяющий радиус NN -взаимодействия, варьировался (см. таблицу) в зависимости от эффективного радиуса r_0 в соответствии с известным соотношением

$$\beta = \frac{3}{2} r_0 (1 + \sqrt{1 - 16r_0/9a}). \quad (2)$$

$r_0, \text{ Ф}$	$\beta, \text{ Ф}^{-1}$	$\epsilon_{\bar{p}pn}, \text{ МэВ}$
0,6	4,7	- 10,1
0,8	3,7	- 7,7
1,0	2,7	- 6,1

Из таблицы видно, что при изменении r_0 (и соответственно β) в широких пределах энергия связи $\bar{p}pn$ -системы с квантовыми числами $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$ меняется не очень сильно, оставаясь близкой к энергии связи трития (8,48 МэВ). Аналогичные расчеты с учетом пяти каналов, включая каналы $\bar{p} + d^s$ (d^s — "синглетный дейтрон") и $N + (NN)^*$ с параметрами бариония, отвечающими некоторым теоретически предсказанным состояниям в системе NN , дали величину $\epsilon_{\bar{p}pn} = -4 \text{ МэВ}$, что находится в разумном согласии с результатами, приведенными в таблице. Кроме того, отметим, что учет возможной аннигиляции \bar{p} приведет к появлению у предсказываемого квазитритиевого состояния аннигиляционной ширины Γ_a близкой по величине к ширине вблизипорогового уровня бариония, т. е. $\Gamma_a \approx 0,2 \text{ МэВ}$, и к того же порядка изменению энергии связи $\Delta\epsilon_{\bar{p}pn} \approx 0,2 \text{ МэВ}$, что несущественно в данных расчетах.

Предсказываемое квазитритиевое состояние можно обнаружить, изучая спектр γ -квантов, сопровождающий аннигиляцию остановившихся антипротонов в дейтериевой мишени. Этот спектр должен содержать γ -линию с энергией $\epsilon_\gamma = \epsilon_{\bar{p}pn}$ (с точностью до кулоновской энергии связи $\bar{p}d$ -атома), отвечающей радиационным $E1$ -переходам из P -состояний

$\bar{p}d$ -атома на предсказываемое квазитритиевое состояние. Относительную интенсивность γ -линии $P_\gamma(E1)$ можно оценить, сравнивая ее с аналогичной величиной $P_x(E1)$ для рентгеновской K_α -линии в $\bar{p}d$ -атоме. Для этого отношения справедлива оценка

$$\frac{P_\gamma(E1)}{P_x(E1)} \approx \eta \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_x} \right)^3 \left(\frac{R}{a_B} \right)^7, \quad (3)$$

где a_B — боровский радиус $\bar{p}d$ -атома, R — радиус квазитритиевого состояния, ϵ_x — энергия K_α -линии, численный коэффициент $\eta = 1,8$. Полагая $\epsilon_x = 6$ кэВ, $\epsilon_\gamma = 6$ МэВ, $R \approx (m\epsilon_\gamma)^{1/2} = 2,6$ Ф, $a_B = 38$ Ф получаем для искомого отношения: $P_\gamma(E1)/P_x(E1) = 12$. Это означает, что относительная интенсивность γ -линии с такой энергией, должна быть более чем на порядок больше, чем та же величина для рентгеновской K_α -линии $\bar{p}d$ -атома (измеренная интенсивность γ -линии в $\bar{p}p$ -атоме, согласно данным работы [3], составляет $2 \cdot 10^{-4}$). Отметим также, что в оценке (3) мы использовали невозмущенное значение энергии кулоновского $1S$ -уровня в $\bar{p}d$ -атоме. Наличие квазитритиевого состояния может привести к перестройке атомного спектра, т. е. к уменьшению кулоновской энергии связи ϵ_x , и, следовательно, к увеличению обсуждаемого отношения интенсивностей.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Институт ядерной физики
Московского государственного университета

Таджикский государственный университет

Поступила в редакцию
19 ноября 1980 г.

Литература

- [1] О.Д. Далькаров, Б.О. Кербииков, И.А. Румянцев, И.С. Шапиро. ЯФ, 17, 1321, 1973.
- [2] Ю.В. Орлов, А.А. Тилявов. ЯФ, 29, 857, 1979.
- [3] M. Izycki, G. Backenstoss et al. Results on the measurement of K-series X-rays from antiprotonic hydrogen. Paper contributed to the 4-th European Antiproton Symposium, Barr, France, 26 – 30 June 1978.
- [4] А.Е. Кудрявцев, В.С. Попов. Письма в ЖЭТФ, 29, 311, 1979.
- [5] В.Ефимов. ЯФ, 12, 1080, 1970; R.D. Amado, J.V. Noble. Phys. Rev. D, 5, 1992, 1972.
- [6] G. Bassompierre et al. Phys. Lett., 68B, 477, 1977.
- [7] О.Д. Далькаров. Письма в ЖЭТФ, 28, 183, 1978; J.G. Körner, M. Kuroda. Phys. Rev., D16, 2165, 1977.