

## О СДВИГЕ ЭНЕРГИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ПРОТОН-АНТИПРОТОННОГО АТОМА

Б.О.Кербиков

На основе данных о сдвиге энергии основного состояния протон-антипротонного атома получены ограничения на изосинглетную и изотриплетную длины рассеяния  $N\bar{N}$ . Указан способ нахождения энергии связи ядерного уровня в системе  $N\bar{N}$  по сдвигу атомного  $1S$  состояния и одной из длин рассеяния  $N\bar{N}$ .

Недавно опубликованы результаты первых измерений [1, 2] радиационных переходов в атоме  $\bar{p}p$ . Наблюдались переходы на  $2P$  [1] и  $1S$  [2] уровни ( $L$ - и  $K$ -линии). Измерение энергий  $K$ -линий показало, что сдвиг энергии  $1S$ -уровня за счет ядерного  $N\bar{N}$  взаимодействия равен  $3,04 \pm 0,06$  кэВ, причем уровень сдвинут в сторону меньших энергий связи (невозмущенное значение энергии связи  $1S$ -уровня составляет 12,5 кэВ).

Тот факт, что ядерное взаимодействие приводит к эффективному выталкиванию  $1S$ -уровня позволяет заключить [3], что помимо атомных уровней в системе  $N\bar{N}$  имеется более глубокий квазиядерный  $S$ -уровень. Предположение о существовании в системе  $N\bar{N}$  вблизипорогового (с энергией связи порядка 1 МэВ)  $S$ -состояния было впервые высказано в работе [4] до появления экспериментальных результатов о сдвиге  $1S$ -уровня на основании данных об относительной вероятности аннигиляции  $\bar{p}$  из атомных  $S$ - и  $P$ -состояний. В работе [5] предпринята попытка определить положение вблизипорогового квазиядерного состояния, пользуясь экспериментальными данными о сдвиге  $1S$ -уровня. Авторы предложили безмодельный метод решения задачи, основанный на малости радиуса ядерных сил по сравнению с боровским радиусом атома  $\bar{p}p$ . Согласно [5] энергия связи квазиядерного  $S$ -состояния составляет 930 кэВ, а длина рассеяния  $\bar{p}p$  равна 6,66 Ф. Однако в [5] не была учтена связь канала  $\bar{p}p$  с каналом  $\bar{n}n$ , возникающая за счет обмена изовекторными мезонами. Ниже показано, что благодаря связи с каналом  $\bar{n}n$  в задаче об определении положения квазиядерного уровня по данным о сдвиге атомного  $1S$  состояния возникает свободный параметр, который должен быть найден из независимого эксперимента.

Следуя работе [5], будем решать задачу путем сшивания логарифмической производной волновой функции системы  $\bar{p}p$  во внешней и внутренней области. При этом предполагается существование такого радиуса  $r_0$ , что при  $r > r_0$  можно пренебречь ядерным взаимодействием, а при  $r < r_0$  — кулоновским (согласно [5]  $r_0 \approx 3$  Ф). Разность масс  $\Delta = 2(m_n - m_p)$  между каналами  $\bar{n}n$  и  $\bar{p}p$  будем рассматривать как кинематический эффект который проявляется в условии  $k_1 \neq k_2$ , где

$k_1$  и  $k_2$  — импульсы в каналах  $\bar{p}p$  и  $\bar{n}n$  соответственно<sup>1)</sup>. Волновая функция во внешней области выражается через функцию Уиттекера  $W_{y, 1/2}(2r/y)$ , где  $E = -1/2y^2$  — энергия уровня в атомных единицах. Условие сшивки, полученное в работе [5] путем разложения логарифмической производной функции  $W_{y, 1/2}(2r/y)$  по малому параметру  $r_0/a_B$  ( $a_B = 57,6 \text{ Ф}$  — боровский радиус атома  $\bar{p}p$ ) и отбрасывания членов порядка  $r_0/a_B$ , имеет вид

$$1/a = F(y), \quad (1)$$

$$F(y) = 2 \left[ \psi(1-y) + \frac{1}{2y} - (1+4r_0) \ln y + (1-4r_0) \ln r_0 + C_0 \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\psi(2) = \Gamma'(2)/\Gamma(2)$ ,  $C_0 = 1,848$ . Величина  $a$  есть длина рассеяния на ядерном потенциале. Известно [6], что в многоканальном случае длина рассеяния, определяемая формулой

$$1/a = k_1 \operatorname{ctg} \delta_1, \quad (3)$$

является функцией энергии даже в случае сил нулевого радиуса (формально зависимость величины  $a$  от энергии выражается в зависимости от импульсов  $k_i$ ,  $i \neq 1$ ). Таким образом, в приближении "нулевого радиуса", но с учетом канала  $\bar{n}n$ , уравнение (1) следует переписать в виде

$$\frac{1}{S} \left( \frac{z-S}{z-\gamma S} \right) = F(y) \quad (4)$$

Здесь  $2S = -(a_0 + a_1)$ , где  $a_0$  и  $a_1$  — изосинглетная и изотриплетная длины рассеяния  $N\bar{N}$ ,  $z = (\gamma^{-2} + \Delta)^{-1/2}$ ,  $\gamma = 4a_0a_1(a_0 + a_1)^{-2}$ .

Разрешая уравнение (4) относительно  $a_0$  при  $y = y_0 = 1,148$ , где  $y_0$  отвечает экспериментальному [2] значению энергии 1S-уровня, находим связь между длинами рассеяния  $a_0$  и  $a_1$ . Зависимость  $a_0$  от  $a_1$  изображена на рис.1. Таким образом, по сдвигу 1S-уровня атома  $\bar{p}p$  можно установить лишь допустимые значения длин рассеяния  $a_0$  и  $a_1$ , но не сами значения этих длин. Для определения  $a_0$  и  $a_1$  необходимо измерить одну из них (или их линейную комбинацию) в независимом эксперименте. Например, длина рассеяния  $a_1$  может быть получена из опытов по рассеянию медленных  $\bar{n}$  на  $p$  (возможность создания пучка медленных  $\bar{n}$  обсуждалась в литературе [7]).

Если значение  $a_1$  (либо  $a_0$ ) известно, уравнение (4) позволяет по известному сдвигу 1S-уровня вычислить положение квазиядерного S-сос-

<sup>1)</sup>См. по этому поводу [6]; отказ от этого предположения привел бы к необходимости введения еще одного параметра, характеризующего нарушение изотопической инвариантности.

тояния, о котором говорилось выше. Для этого необходимо подставить значение  $a_1$  в уравнение (4) при  $y = y_0$ , найти  $a_0$ , а затем искать решения уравнения (4) в области  $y < y_0$ , т.е. при больших значениях энергии связи  $\xi = 1/2 y^2$ . График зависимости энергии связи  $\xi$  от  $a_1$  изображен на рис.2. Из этого графика видно, что значения энергии связи квазиядерного S-состояния, совместимые с измеренным сдвигом энергии атомного 1S-уровня, лежат в широком интервале энергий вблизи порога  $N\bar{N}^1$ .

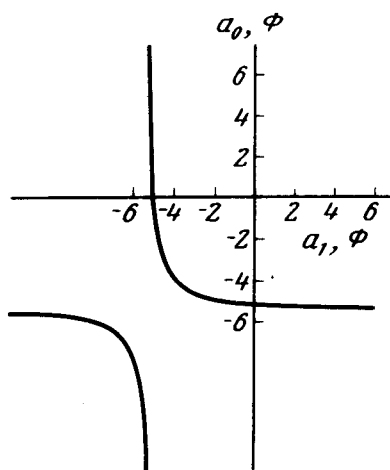


Рис.1. Значения длин рассеяния  $a_0$  и  $a_1$ , совместимые с результатами эксперимента [2]

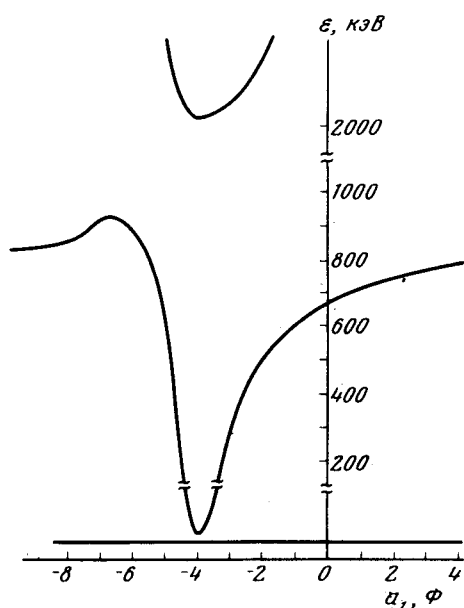


Рис.2. Зависимость энергии связи квазиядерного S-уровня от длины рассеяния  $a_1$  (горизонтальная прямая в нижней части рисунка отвечает наблюдаемому положению атомного 1S-уровня)

Несмотря на неопределенность предсказания энергии связи квазиядерного S-состояния, сам факт существования в системе  $N\bar{N}$  вблизи порогового S-уровня с необходимостью вытекает из положительного зна-

<sup>1)</sup> Следует помнить также о погрешности связанной с тем, что для решения задачи было использовано простейшее приближение "нулевого радиуса"

ка и большой величины сдвига энергии атомного уровня. Этот вывод согласуется, также, с другими экспериментальными данными об атоме  $\bar{p}p$  [4]. Поэтому поиск обсуждаемого вблизипорогового состояния представляет несомненный интерес. Возможный способ его наблюдения был предложен И.С.Шапиро и состоит в измерении радиационных переходов на этот уровень из атомного  $2P$ -состояния.

Автор выражает глубокую благодарность Л.Н.Богдановой, А.Е.Кудрявцеву, В.С.Попову, И.С.Шапиро и в особенности В.Е.Маркушину за плодотворные обсуждения.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
5 мая 1979 г.

### Литература

- [1] E.G.Auld et al. Phys. Lett., 77 B, 454, 1978.
  - [2] M.Izzycki, G.Backenstoss et al. Results on the measurment of K-series X-rays from antiprotonic hydrogen. Paper contributed to the 4-th European Antiproton Symposium, Barr, France, 26 - 30, June 1978
  - [3] А. Е.Кудрявцев, В. Е.Маркушин, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 74, 432, 1978.
  - [4] В.О.Кербиков. Preprint CERN TH. 2394, 1977.
  - [5] А.Е.Кудрявцев, В.С.Попов. Письма в ЖЭТФ, 29, 311, 1979.
  - [6] R.H.Dalitz, S.F.Tuan. Ann. of Phys., 10, 307, 1960; G.L.Shaw, M.H.Ross. Phys. Rev., 126, 806, 1962.
  - [7] D.I.Lowenstein. In proceedings of the IV International Symposium on  $N\bar{N}$  Interactions, Syracuse, May 2 - 4 1975, vol. II. p. VII-1.
-