

КУЛОНОВСКИЕ СИСТЕМЫ С КОРОТКОДЕЙСТВИЕМ: $\Sigma^- p$ АТОМ И РЕЗОНАНСНЫЕ УРОВНИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

A.E.Кудрявцев, В.И.Лисин, В.С.Попов

Уравнение [1, 2], связывающее сдвиг и ширину атомных уровней с сильной длиной рассеяния, обобщается на случай комплексных импульсов k и произвольных значений момента l и $\zeta = -Z_1 Z_2$. Выполнены оценки сдвига и ширины s -уровней $\Sigma^- p$ атома, а также рассмотрена связь между положением и шириной резонансов в случае кулоновского отталкивания.

В последнее время возрос интерес к исследованию систем, связанных кулоновским потенциалом, искаженным на малых расстояниях. В случае кулоновского притяжения в таких системах может осуществляться перестройка спектра [3, 4], при которой положение атомных уровней резко отличается от невозмущенной кулоновской задачи. Имеются указания на то, что в $r \bar{r}$ -атоме реализуется ситуация, близкая к перестройке [2, 5]. В атомной физике редкоземельных элементов численные расчеты указывают на коллапсирование волновой функции электронов $4f$ -оболочки [6], что характерно для перестройки атомных уровней с $l \neq 0$ (см. [7]).

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на некоторые другие кулоновские системы, для которых сильное взаимодействие на расстояниях $r \sim r_0 \ll a_B$ может быть существенно. Для их описания следует использовать уравнение

$$\left\{ \lambda + 2 \zeta \left[\psi(1 - \zeta/\lambda) + \ln \frac{\lambda}{|\zeta|} \right] \right\}_{j=1}^l \left(\frac{\zeta^2}{j^2} - \lambda^2 \right) = \frac{1}{a_{cs}^l} + \frac{1}{2} r_{cs}^l \lambda^2, \quad (1)$$

связывающее спектр уровней с длиной рассеяния a_{cs}^l и эффективным радиусом r_{cs}^l . Здесь $\hbar = m = e = 1$, $\lambda = ik$ — мнимый импульс (энергия $E = -\lambda^2/2$), $\zeta = -Z_1 Z_2$, a_{cs}^l — ядерно-кулоновская длина рассеяния, r_{cs}^l — эффективный радиус¹⁾.

Применим уравнение (1) к $\Sigma^- p$ -атому. Длина $\Sigma^- p$ -рассеяния с $l = 0$ $a_s (\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p) = 2/3 a_{1/2} + 1/3 a_{3/2}$, где a_l — длина ΣN -рассеяния с изоспином l . Так как есть указания на большую величину $a_{1/2}$ то a_s также может оказаться большой. Информация об $a_{1/2}$ извлекается из данных о спектре (Λp)-масс вблизи порога ΣN из реакции $K^- d \rightarrow \pi^- \Lambda p$. В этой реакции в спектре масс Λp системы ($l = 1/2$) наблюдается пик с массой 2129 МэВ (см. [8]). Интерпретация этого пика [9–11] — это касп, усиленный из-за большой величины амплитуды YN -взаимодействия ($Y = \Sigma$, Λ ; $l = 1/2$, $S = 1$). Различные теоретические расчеты приводят в настоящее время к большому разногласию в определении амплитуды $a_{1/2} (\Sigma N)$ — см. первый столбец в таблице. Это, в свою очередь, приводит к различным интерпретациям характера ближайшей особенности амплитуды ΣN -рассеяния. Покажем, что исследование сдвигов и ширин s -уровней $\Sigma^- p$ -атома может дать полезную информацию об амплитуде $a_{1/2} (\Sigma N)$.

В таблице приведены результаты расчета энергии $E_{1s} = E_0 + \Delta E - i\Gamma/2$ ($E_0 = -14,0$ КэВ) для нескольких характерных длин рассеяния $a_{1/2}$, приводимых в литературе. При этом использовалось уравнение (1) с $l = 0$, $\zeta = 1$; амплитудой $a_{3/2}$ пренебрегалось. Отметим, что ΔE и Γ практически не зависят от радиуса r_{cs} , который варьировался от 0 до 3 ф. Для всех подгонок $a_{1/2}$ сдвиг $1s$ -уровня оказывается не мал, поэтому его экспериментальное измерение представляется возможным.

¹⁾Эти величины могут быть связаны с низкоэнергетическими параметрами сильного взаимодействия a_s^l и r_s^l .

Сдвиг и ширина основного уровня $\Sigma^- p$ -атома

$a_{1/2} (\Sigma N)$	Автор	$a_{cs} (\Sigma^- p)$	ΔE , кэВ	$\frac{1}{2} \Gamma$, кэВ
$-2,6 - 1,9i$	А.М.Бадалян	$-1,8 - 1,6i$	-2,0	2,1
$-1,73 - 1,96i$	—, —	$-1,1 - 1,5i$	-1,2	1,9
$7,5 - 3,0i$	T.Tan	$3,9 - 1,1i$	3,3	0,7
$3,3 - 1,6i$	R.H.Dalitz	$2,0 - 0,8i$	1,9	0,7
$-2,4 - 1,75i$	—, —	$-1,7 - 1,4i$	-1,9	1,9
$-3,0 - 1,8i$	J.J.de Swart	$-2,2 - 1,6i$	-2,5	2,1

Такое измерение позволило бы установить характер особенности $\Sigma^- N$ -амплитуды¹⁾? Сделаем несколько замечаний.

1. При вычислении ΔE_{ns} и Γ_{ns} использование уравнения (1) весьма существенно. Формула теории возмущений

$$\Delta E_{ns} = \frac{i}{2} \Gamma_{ns} = \frac{2}{n^3} a_s \quad (2)$$

дает ширину Γ_{1s} с ошибкой в два – три раза. Ошибка в определении сдвига уровня меньше ($\sim 20\%$).

2. При наблюдении сдвигов s -уровней $\Sigma^- p$ -атома, как и в случае $p\bar{p}$ -атома, можно ожидать значительного сверхтонкого расщепления уровней с $S = 0$ и 1 , порядка самого сдвига.

3. Уравнение (1) определяет также положение более глубокого ядерного уровня Q_s , возмущающего кулоновский спектр. Однако, в отличие от $p\bar{p}$ -атома [2], его положение вычисляется с большой неопределенностью: для различных вариантов $a_{1/2}$ (см. таблицу) $\operatorname{Re} E_{Q_s}$ меняется от -1 до -6 МэВ; в некоторых случаях этот полюс оказывается на нефизическом листе. Тем не менее, следует иметь в виду возможность того, что радиационный переход $p\bar{p} \rightarrow Q_s$ может дать вклад в спектр тормозных γ -квантов, сопровождающих развал $\Sigma^- p$ -атома ($\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$). Их наблюдение дало независимый способ измерения положения уровня Q_s в том случае, когда он лежит на физическом листе.

4. Существенным параметром задачи является [7] $\xi = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Im}(a_B/a_{cs})$:

при $0 < \xi < 1$ осуществляется режим перестройки спектра, при $\xi > 1$ – колебательный режим. Для $p\bar{p}$ -атома $\xi \approx 0,08 \ll 1$; в данном случае $\xi \approx 1 \div 2$. Это связано с большим значением поглощения в $\Sigma^- p$ -атоме.

Обсудим теперь случай кулоновского отталкивания, $\zeta < 0$. При изменении a_{cs}^l от $-\infty$ до нуля, уравнение (1) определяет на k -плоскости кривую, отвечающую брейт-вигнеровскому резонансу: $k = k_1 + ik_2$, $k_2 < 0$. После выделения из k_2 множителя, связанного с проницаемос-

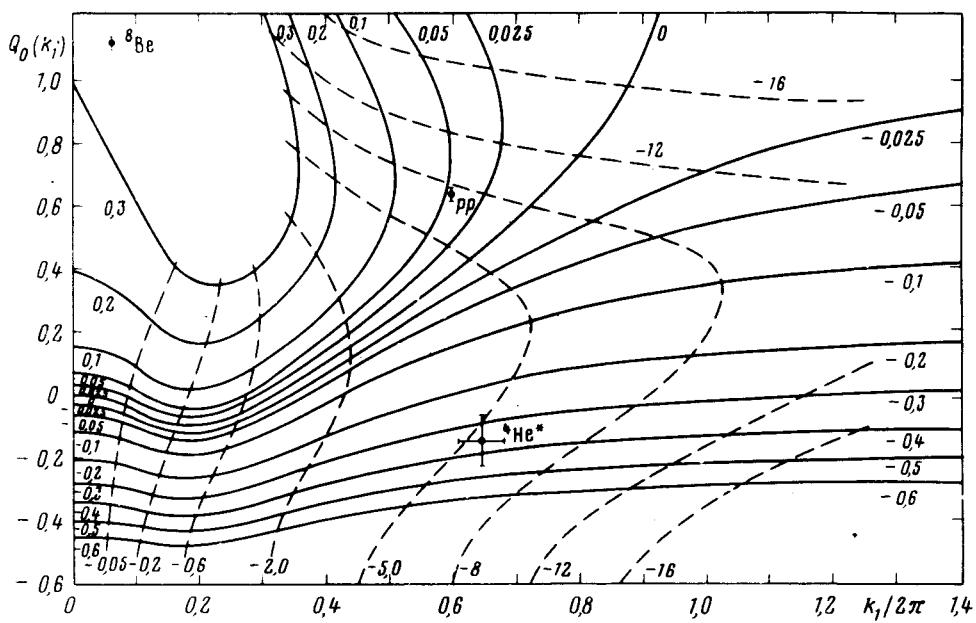
¹⁾ Для этого требуется более детальный анализ, включающий учет малой амплитуды $a_{3/2}$, кинематического нарушения изотопической инвариантности за счет разности масс m_Σ и m_N и т.п.

тью кулоновского барьера:

$$k_2 = - \frac{6\pi\zeta^2}{k_1} \left\{ \exp \left(\frac{2\pi|\zeta|}{k_1} \right) - 1 \right\}^{-1} Q_l(k_1) \quad (3)$$

получаем для различных значений r_{cs}/a_B кривые рисунка. При этом функция $Q_l(k_1)$ меняется плавно и конечна в нуле.

На рисунке отложены точки, соответствующие подбарьерным кулоновским резонансам в легких ядрах: pp -рассеянию, основному уровню ядра ${}^8\text{Be} \rightarrow aa$ и возбужденному состоянию α -частицы: $\alpha^* (20,1 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^3\text{H} + p$. Видно, что по энергии резонанса $E = E_0 - i\Gamma/2$ определяются параметры a_{cs} и r_{cs} . При этом эффективный радиус может быть отрицательным¹⁾, что как можно показать, естественно получается в двухканальной задаче с закрытым каналом. Это легко пояснить на примере α^* : данный уровень не состоит целиком из продуктов распада ${}^3\text{H} + p$, а формируется также за счет других каналов (${}^3\text{He} + n$, $d + d$ и др.).



Функция $Q_l(k_1)$ при $l = 0$ и $\zeta = -1$ для различных r_{cs} (сплошные кривые). Пунктиром показаны линии, на которых $a_{cs} = \text{const}$. Численные значения параметров r_{cs}/a_B и a_B/a_{cs} указаны у соответствующих кривых

¹⁾ Так, $r_{cs} = -0,37 a_B$ для α^* . Точное положение полюсов для систем pp и ${}^8\text{Be}$ было недавно вычислено в работе Кока [12]. Отметим, что особенность pp -рассеяния не лежит на мнимой оси k -плоскости, как виртуальный nn -уровень, но сдвинута в комплексную плоскость из-за кулоновского разреза.

Выше мы рассматривали случай $l = 0$. Для $l \geq 1$ кривые $Q_l(k_1)$ выглядят аналогично. Их можно применить для анализа возбужденных уровней легчайших ядер, например ^5Li и ^5He . Эти вопросы будут рассмотрены в подробной публикации.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
10 июля 1981 г.

Литература

- [1] *Truem T.L.* Nucl. Phys., 1961, **26**, 57.
- [2] *Кудрявцев А.Е., Попов В.С.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **29**, 311; *Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Мур В.Д.* ЖЭТФ, 1979, **77**, 1727.
- [3] *Зельдович Я.Б.* ФТТ, 1959, **1**, 1637.
- [4] *Кудрявцев А.Е., Маркушин В.Е., Шапиро И.С.* ЖЭТФ, 1978, **74**, 432.
- [5] *Izycki M., Backenstoss G. et al* Zeits. Phys., 1980, **A297**, 1.
- [6] *Band I.M., Fomichev V.I.* Phys. Lett., 1980, **75A**, 178.
- [7] *Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Лисин В.И., Мур В.Д.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 1271.
- [8] *Brown O. et al.* Nucl. Phys., 1977, **B124**, 45.
- [9] *Кудрявцев А.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1971, **14**, 134.
- [10] *Dalitz R.H., Hemming C.R., Morris E.J.* Nukleonika, 1980, **26**, 1555.
- [11] *Badalyan A.M. et al.* Preprint ITEP-102, 1980.
- [12] *Kok L.P.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 427.