

## ДОПОЛНЕНИЕ АДРОННЫЕ АТОМЫ

Кроме пионных атомов, свойства которых подробно рассмотрены в обзоре Бакенштосса, могут существовать и другие адронные атомы. За счет кулоновского притяжения положительно заряженное ядро способно удерживать такие частицы, как  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$  и даже более сложные системы типа  $\bar{D}$ ,  $\bar{T}$ ,  $\bar{\Lambda}e^3$ . К настоящему времени уже наблюдались  $K^-$ -мезонные, антипротонные и  $\Sigma^-$ -гиперонные атомы<sup>1-6</sup>. Пока вследствие малой статистики точности измерения энергии рентгеновских переходов в этих атомах невелики и достаточны, как правило, только для идентификации линий. Однако в дальнейшем исследование адронных атомов позволит получать информацию о взаимодействии  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Sigma^-$  с ядрами точно так же, как пирины и сдвиги энергий линий в пионных атомах дают сейчас сведения о пион-ядерном взаимодействии. С другой стороны, открывается возможность более точного измерения масс адронов, магнитных моментов  $\Sigma^-$ -гиперона и антипротона (по тонкой структуре линий), а также, быть может, и поляризуемости адронов в сильных электрических полях<sup>6, 7</sup>.

Экспериментально изучались  $K^-$ -мезоатомы целого ряда элементов от  $Z = 3$  до  $Z = 92^{16}$ . Наблюдались переходы от  $3d \rightarrow 2p$  (в элементах с  $Z = 3 - 5$ ) до  $12n \rightarrow 11m$  ( $Z = 81$  и  $92$ ). Из этих измерений получено значение  $\bar{m}_K^- = 493,97 \pm 0,22$  Мэв. (Напомним, что обычно принимается значение  $493,82 \pm 0,11$  Мэв). Первоначально из соотношения интенсивности различных переходов был сделан вывод о существовании нейтронного гало в тяжелых ядрах<sup>1a</sup>. Из экспериментов было отчетливо видно, что интенсивность линий определенной серии падает с ростом  $Z$  и при некотором  $Z$  эта серия практически исчезает. Серия  $n = 4 \rightarrow 3$  кончается при  $Z = 17$ , серия  $5 \rightarrow 4$  — при  $Z = 28$ , серия  $6 \rightarrow 5$  при  $42 \leq Z \leq 53$ , серия  $7 \rightarrow 6$  заканчивается на  $Z = 64$  или  $65$ . Если рассчитывать вероятность ядерного захвата  $K^-$ -мезона по теории возмущений, то такие значения  $Z$  удается получить, лишь предполагая, что радиус нейтронного распределения превышает радиус распределения протонов и периферия ядра в основном состоит из нейтронов. Однако более корректные расчеты<sup>8</sup>, учитывающие искажение кулоновской волновой функции  $K^-$ -мезоатома на малых расстояниях за счет сильного взаимодействия, показали, что такой вывод является преждевременным, и существующие данные не противоречат предположению об одинаковых радиусах протонного и нейтронного распределений. Конечно, более тщательное изучение выходов, ширин и сдвигов уровней дает новую информацию о поверхности ядра.

Для описания взаимодействия медленных  $K^-$ -мезонов с ядрами предлагалось<sup>8</sup> использовать простой оптический потенциал, построенный по аналогии с пион-ядерным потенциалом (см. формулу (15) из статьи Бакенштосса):

$$2\bar{m}_K^- V = -4\pi [1 + (m_K^-/m_N)][A_1 \rho_n(\mathbf{r}) + 0,5 (A_0 + A_1) \rho_p(\mathbf{r})], \quad (1)$$

здесь  $\bar{m}_K^-$  — приведенная масса  $K^-$ -мезона и ядра,  $m_N$  — масса нуклона,  $\rho_n$  и  $\rho_p$  — плотности нейтронов и протонов,  $A_1$  и  $A_0$  — длины  $KN$ -рассеяния в состояниях с изоспинами 1 и 0. Согласно<sup>9</sup>

$$A_0 = (-1,674 + i \cdot 0,722) \phi, \quad A_1 = (-0,003 + i \cdot 0,688) \phi.$$

Когда записывается пион-ядерный потенциал для ядер с изоспином 0, то в его локальную ( $s$ -волновую) часть входит сумма длин  $\pi^-p$ - и  $\pi^-n$ -рассеяния, т. е. удвоенная изосинглетная длина пион-нуклонного рассеяния, которая очень мала. Вследствие этого вклады от нейтронов и протонов в значительной степени компенсируются, локальная часть потенциала становится малой и возрастает удельный вес градиентных ( $p$ -волновых) членов. Так как в  $s$ -волновых членах для  $K^-$ -мезонного потенциала нет такого сокращения, градиентные члены в потенциале будут играть незначительную роль. Приближение, основанное на введении указанного оптического потенциала, является по существу низкоплотностным приближением. На его успех можно рассчитывать, если только длина рассеяния на нуклоне много меньше среднего корреляционного

расстояния между нуклонами. Такое условие выполняется для рассеяния  $\pi$ -мезонов и не выполняется для взаимодействия  $K$ -мезонов с нуклонами в центре ядра. Положение, однако, улучшается, если учесть, что сильное  $KN$ -взаимодействие следует рассматривать только на периферии ядра, где плотность на порядок меньше, чем в центре. Дело в том, что вследствие сильного поглощения (в отличие от  $\pi$ -мезонов,  $K$ -мезоны могут поглощаться и отдельными нуклонами по схеме  $K-N \rightarrow \Sigma\pi$  или  $K-N \rightarrow \Lambda\pi$ ) вероятность обнаружить  $K$ -мезон близко к центру ядра очень мала.

Аналогично пионному случаю, учет отличия локального поля, действующего на нуклон, от среднего приводит к перенормировке длии рассеяния (сравни с формулой (16) в обзоре Бакенштосса):

$$A_{\text{эфф}} = A (1 + \langle e^{-\kappa r}/r \rangle_{\text{корр}} A)^{-1}.$$

Дополнительный фактор  $e^{-\kappa r}$  появляется из-за учета виртуальных возбуждений ядра,  $\kappa = (2m_K e)^{1/2}$ ,  $e$  — характерная энергия возбуждения, имеющая порядок 10–20  $Мэв$ . Природу множителя  $e^{-\kappa r}$  легко понять, если вспомнить, что кинетическая энергия медленного мезона, возбудившего ядро при одном из соударений с нуклонами, становится отрицательной (это не реальный, а виртуальный процесс). Поэтому величина  $e^{ikr}$ , имеющаяся в функции распространения мезона, переходит в  $e^{-\kappa r}$ . Строго говоря, такой множитель следует писать и для пионного рассеяния, но там он не так существен, так как из-за малости массы пиона численное значение величины  $\kappa$  меньше. Символ  $\langle \dots \rangle_{\text{корр}}$  означает усреднение с функцией нуклон-нуклонной корреляции. На периферии ядра

$$\langle e^{-\kappa r}/r \rangle_{\text{корр}} = 0,1-0,2 \text{ } \phi^{-1},$$

и соответствующая поправка оказывается невелика.

Недавно о нескольких переходах в  $K$ -мезоатомах появились хорошие экспериментальные данные<sup>5</sup>, которые допускают детальное сравнение с теорией. Оказалось, что сдвиги уровней отвечают отталкивательному взаимодействию и меньше по величине, чем ширины. Расчеты, основанные на использовании потенциала (1), хорошо описывают сдвиги уровней, но дают ширины в 2–3 раза меньше, чем наблюдающиеся на опыте. Для объяснения такого расхождения предложено две возможности:

1. Необходимо учитывать не только одиночлонный захват  $K$ -мезонов, но и многонуклонный. Эмульсионные исследования показывают, что и при поглощении медленных  $K$ -мезонов примерно 20% всех случаев относится к многонуклонному захвату. Учет этого обстоятельства приводит к заметному увеличению ширин уровней<sup>6</sup>.

2. Необходимо учитывать сильную зависимость амплитуд  $KN$ -взаимодействия от массы системы « $K$ -мезон + нуклон». Такая зависимость связана с тем, что имеется странный резонанс  $Y_0^*$  с массой всего на 27  $Мэв$  меньше суммы масс  $K^-$  и протона. Это может привести к существенному отличию между взаимодействиями  $K^-$  со свободными и со связанными в ядре нуклонами, и тогда вместо амплитуд  $A_0$  и  $A_1$  в формуле (1) нельзя использовать их пороговые значения. В работе<sup>10</sup> предлагалось использовать величины амплитуд  $K^-p$ - и  $K^-n$ -рассеяний, определенным образом усредненные с учетом энергии связи нуклона и его внутриядерного движения. Усредненные амплитуды существенно отличаются от пороговых (например, их действительные части даже меняют знак), и соответствующие расчеты дают гораздо большие значения ширин уровней, неплохо согласующиеся с экспериментом. В таблице приведены результаты расчетов сдвигов энергий  $\varepsilon$  и ширин  $\Gamma$ <sup>10</sup> для ряда уровней, а также соответствующие экспериментальные данные. При вычислениях использовались два набора параметров  $K^-N$ -взаимодействий: из работ<sup>9, 11</sup> и из работы<sup>12</sup>. Для сравнения в скобках указаны результаты расчета, использующего пороговые значения амплитуд  $KN$ -рассеяния. Все переходы между круговыми орбитами с  $l = n = 1$ .

Вопрос об учете роли резонанса  $Y_0^*$  сейчас, по-видимому, является главным в теории каонных атомов. Помимо влияния на параметры  $KN$ -взаимодействия этот резонанс может проявляться и непосредственно, образуясь в процессе  $K^- + p \rightarrow Y_0^*$  и затем взаимодействуя с другими нуклонами. Дальнейшее исследование каонных атомов может дать ответ на вопрос о том, насколько существенны такие процессы.

Хотя и раньше при изучении каонных атомов наблюдались отдельные линии, которые приписывались  $\Sigma$ -атомам (см., например, <sup>16</sup>), надежное обнаружение  $\Sigma$ -атомов проведено сравнительно недавно<sup>4</sup>. Работа выполнена в ЦЕРН. Использовался пучок медленных  $K^-$ -мезонов, содержащий  $\sim 1000$  частиц на цикл ускорителя.  $\Sigma$ -получаются при взаимодействии с нуклонами ( $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ ,  $K^- + n \rightarrow \Sigma^- + \pi^0$ ,  $K^- + p + n \rightarrow \Sigma^- + p$ ) и захватываются на высокие атомные орбиты. Затем происходят сначала Оже-переходы, затем рентгеновские переходы в более низкие состояния. Исследовались  $\Sigma^-$ -атомы серы, хлора и цинка. В  $^{16}\text{S}$  был наблюден

переход  $6 \rightarrow 5$  ( $E = 96,7 \pm 0,3$  кэВ), в  $^{17}\text{Cl}$  — переходы  $7 \rightarrow 6$  и  $6 \rightarrow 5$ , а в  $^{30}\text{Zn}$  — переходы  $11 \rightarrow 10$ ,  $9 \rightarrow 8$  и  $8 \rightarrow 7$ .

Примерно в то же время в ЦЕРН были открыты и антипротонные атомы нескольких элементов от фосфора до таллия <sup>3</sup>. Теоретические оценки показали, что за счет сильного поглощения каскады в  $p$ -атомах должны заканчиваться переходом  $n = 4 \rightarrow n = 3$  в легких элементах в районе  $\text{O}^{16}$  (энергия перехода  $\sim 70$  кэВ) и переходом

К-мезоатом-ный переход	Средне-квадра-тический радиус, $\phi$	Расчет с $K_N$ -параметрами из				Эксперимент	
		работ 9, 11		работы 12		$\varepsilon$ , кэВ	$\Gamma$ , кэВ
		$\varepsilon$ , кэВ	$\Gamma$ , кэВ	$\varepsilon$ , кэВ	$\Gamma$ , кэВ		
$\text{B}^{10} (3 \rightarrow 2)$	2,45	-0,30 (-0,23)	0,65 (0,24)	-0,25 (-0,22)	0,72 (0,25)	-0,208 $\pm$ 0,035	0,81 $\pm$ 0,10
$\text{B}^{11} (3 \rightarrow 2)$	2,42	-0,30 (-0,23)	0,64 (0,24)	-0,26 (-0,23)	0,70 (0,26)	-0,167 $\pm$ 0,035	0,70 $\pm$ 0,08
$\text{Cl}^{12} (3 \rightarrow 2)$	2,42	-0,80 (-0,59)	1,44 (0,55)	-0,67 (-0,58)	1,58 (0,58)	-0,59 $\pm$ 0,08	1,73 $\pm$ 0,15
$\text{P}^{31} (4 \rightarrow 3)$	3,188	-0,52 (-0,49)	1,65 (0,58)	-0,36 (-0,48)	1,68 (0,60)	-0,33 $\pm$ 0,08	1,44 $\pm$ 0,12
$\text{S}^{32} (4 \rightarrow 3)$	3,244	-0,88 (-0,82)	2,73 (0,94)	-0,61 (-0,80)	2,78 (0,98)	-0,55 $\pm$ 0,06	2,33 $\pm$ 0,06
$\text{Cl}^{35} (4 \rightarrow 3)$	3,335	-1,44 (-1,29)	4,06 (1,45)	-1,05 (-1,27)	4,28 (1,51)	-0,77 $\pm$ 0,40	3,8 $\pm$ 1,0

$n = 9 \rightarrow n = 8$  для элементов в районе свинца (энергия перехода  $\sim 550$  кэВ). В экспериментальной работе, где использовался сепарированный пучок медленных антипротонов ( $\sim 300$  антипротонов на цикл ускорителя), в  $p$ -атоме  $^{81}\text{Tl}$  наблюдались переходы от  $15 \rightarrow 14$  до  $10 \rightarrow 9$ . Из энергий этих переходов получено значение  $m_p^- = m_p \pm 0,5$  МэВ. Линия  $10 \rightarrow 9$  уширена; причиной этого, по-видимому, является тонкая структура за счет магнитного момента антипротона.

В заключение остановимся на интересных вопросах о возможности определения электромагнитных размеров адронов и их поляризуемости с помощью адронных атомов. Наличие электрического формфактора у адрона приводит, вообще говоря, к сдвигу уровня энергии соответствующего атома. Этот эффект оказывается сильнее всего у  $1s$ -уровней, но, как показывают оценки <sup>7</sup>, не превышает нескольких процентов сдвига уровней за счет сильных взаимодействий. Поэтому обнаружить его вряд ли удастся.

Если адрон находится на атомной орбите, на него действует сильное электрическое поле. В ядрах с большим  $Z$  на расстояниях  $\sim 20 \phi$  поле может достигать величины  $2 \cdot 10^{18}$  в/см, т. е. перенапад потенциала на комптоновской длине волны пиона составляет  $\delta V \sim 300$  кэВ. Это дает возможность изучения поляризуемости адрона, у которого может появиться наведенный дипольный момент  $d = \kappa E$ , что приводит к сдвигу уровня энергии <sup>7</sup>  $\Delta E_{nl} = -\kappa (Z\alpha)^2 (Z^4/a^4) \beta_{nl}$ , здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $a$  — боровский радиус адронного атома,

$$\beta_{nl} = 0,5 [3n^2 - l(l+1)]/n^5 (l+3/2)(l+1)(l+1/2) l(l-1/2).$$

Оценки по кварковой модели <sup>7</sup> дают  $\kappa = \alpha \cdot 9m_\pi a_\pi^4/2$ , где  $a_\pi = 1 - 1,4 \phi$ . При этом для переходов  $5g \rightarrow 4f$  в атомах с  $Z = 60 - 90$  сдвиг энергии за счет поляризуемости пиона составляет 10—50% сдвига за счет сильного взаимодействия. Оценка поляризуемости, проведенная Эриксоном и Хюффнером (см. <sup>6</sup>) с использованием дипольного правила сумм (характерная дипольная частота элементарной частицы считалась  $\sim 1$  ГэВ), дала значение  $\kappa$  примерно в 60 раз меньше, чем в работе <sup>7</sup>. Расчеты Терентьева <sup>13</sup>, основанные на использовании гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока <sup>14</sup>, приводят к значению  $\kappa = 0,1\alpha/m_\pi^3$ , где  $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона. Видно во всяком случае, что эффекты от поляризации адронов уже лежат на грани возможности современного эксперимента. Здесь, правда, нельзя забывать, что и ядро находится в сильном электрическом поле адрона и само поляризуется. Сдвиг уровня из-за этого в несколько раз больше эффекта поляризации адрона. Поэтому, чтобы надежно определять коэффициент поляризуемости адрона, нужно научиться хорошо вычислять поляризуемость ядра, а также учитывать эффекты сильного взаимодействия, изменение кулоновского

поля ядра за счет экранирования электронами и иметь более точное значение для массы  $\pi$ -мезона.

Отметим, что у атомов, содержащих на кулоновской орбите сложную частицу, например  $\bar{D}$ , такая частица за счет поляризации, по-видимому, расщепится быстрее, чем будет претерпевать сильное взаимодействие <sup>6</sup>. Это сильно затрудняет исследование взаимодействия  $\bar{D}$ ,  $\bar{T}$  и т. п. с ядрами при нулевой энергии с помощью мезоатомной методики.

B. M. Колыбасов

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. E. Wiegand, a) Phys. Rev. Lett. **22**, 1235 (1969); б) High Energy Physics and Nuclear Structure, ed. by S. Devons, N. Y.-L., Plenum Press, 1970, p. 502.
2. S. Berezin et al., Phys. Lett. **B30**, 27 (1969); Nucl. Phys. **B16**, 389 (1970); см. <sup>16</sup>, p. 512.
3. A. Bambarger et al., Phys. Lett. **B33**, 233 (1970).
4. G. Backsonstoss et al., *ibid.*, p. 230.
5. Г. Бакенштосс, Обзорный доклад, Труды IV международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971), Дубна, ОИЯИ, 1972.
6. Т. Эриксон, Обзорный доклад, *ibid.*; Dynamics of Hadronic Atoms. Preprint CERN TH-1410, Geneva, 1971.
7. F. Iachello, A. Lande, Phys. Lett. **B35**, 205 (1971).
8. T. Ericson, F. Scheck, Nucl. Phys. **B19**, 450 (1970).
9. J. K. Kim, Phys. Rev. Lett. **14**, 29 (1965); **19**, 1079 (1967).
10. W. A. Bardeen, E. Wayne Torigoe, Phys. Lett. **B38**, 135 (1972).
11. F. van Hippel, J. K. Kim, Phys. Rev. Lett. **20**, 1303 (1968).
12. B. R. Markin, M. Sakkitt, Phys. Rev. **183**, 1345, 1352 (1969).
13. М. В. Терентьев. Письма ЖЭТФ **15**, 290 (1972).
14. А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, УФН **100**, 225 (1970).