

## АНОМАЛЬНАЯ КУЛОНОВСКАЯ ПОПРАВКА К ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ И ПРОБЛЕМА СДВИГА ОСНОВНОГО УРОВНЯ $K^-p$ АТОМА

Б.О.Кербиков

На примере точно решаемой модели показано, что в системе с поглощением кулоновская поправка к длине рассеяния оказывается большой в той области, где сама длина рассеяния мала. Обсуждается вопрос о том, может ли anomalно большая кулоновская поправка к длине рассеяния  $\bar{K}N$  быть причиной противоречия между значениями длин  $KN$  рассеяния, полученными из данных по низкоэнергетическому  $\bar{K}N$  рассеянию и из сдвига основного уровня  $K^-p$  атома.

В работе <sup>1</sup> был измерен сдвиг основного уровня атома  $K^-p$ . Согласно результатам этой работы <sup>1</sup>:

$$\Delta E + \frac{i}{2} \Gamma = (40 \pm 60) + (0 + 115) i \text{ эВ.}$$

Указанное значение величины  $\left(\Delta E + \frac{i}{2} \Gamma\right)$  отвечает малому значению ядерно-кулоновской длины рассеяния  $\bar{K}N$ , что находится в противоречии со значением длины рассеяния  $\bar{K}N$ , полученным из данных по  $\bar{K}N$  рассеянию при низких энергиях <sup>2,3</sup>. В работе <sup>4</sup> проведены детальные вычисления кулоновской поправки к длине рассеяния  $K^-p$ . Авторы приходят к выводу, что кулоновская поправка оказывается слишком мала, чтобы объяснить указанное выше противоречие. В этой связи в литературе высказывались две гипотезы. Согласно одной из них <sup>5,6</sup> в системе  $\bar{K}N$  имеется вблизипороговый уровень, который не был учтен при анализе данных по рассеянию. Согласно другому предположению <sup>4,7</sup> кулоновская поправка может быть усилена благодаря нелокальным эффектам на малых расстояниях. Работа в обоих названных направлениях является незавершенной и удовлетворительного объяснения данных по сдвигу  $1S$  уровня атома  $K^-p$  сейчас нет.

<sup>1</sup>) Знак действительной части сдвига выбран согласно определению  $\Delta E = E_0 - \text{Re}E_{\text{эксп}}$ , так что положительный знак  $\Delta E$  отвечает эффективному притяжению.

В настоящей работе обращается внимание на то, что неупругие эффекты приводят к существенному увеличению кулоновской поправки в той области, где действительная часть ядерно-кулоновской длины рассеяния мала. Известно, что в системе без поглощения ситуация является обратной — кулоновская поправка велика, когда велика сама длина рассеяния<sup>8</sup>. Происхождение такого существенного отличия проще всего понять, если рассмотреть поведение длины рассеяния в зависимости от значения параметра, характеризующего глубину ядерного потенциала. Запишем короткодействующий потенциал в виде  $gV(r)$ , где  $g$  — указанный безразмерный параметр. Обозначим посредством  $g_0$  критическое значение этого параметра, отвечающее моменту появления уровня. Если неупругие процессы отсутствуют, то длина рассеяния обращается в бесконечность при  $g = g_0$ . Если ввести поглощение, поведение длины рассеяния (точнее говоря, ее действительной части) в области  $g \sim g_0$  полностью меняется. Вместо обращения в бесконечность действительная часть длины рассеяния проходит через нуль при  $g \sim g_0$ . В этом состоит так называемое явление Крелла — Эриксона<sup>9, 10</sup>. Важно, что нули  $\text{Re}A_s$  и  $\text{Re}A_{cs}$  ( $A_s$  и  $A_{cs}$  — чисто ядерная и ядерно-кулоновская длины рассеяния) смещены друг относительно друга по  $g$ , а сами эти величины быстро меняются в области  $g \sim g_0$ . В результате кулоновская поправка может оказаться очень большой там, где сама величина  $\text{Re}A_{cs}$  мала.

Проверим высказанные утверждения на примере точно решаемой модели. Такая модель была предложена в работе<sup>11</sup> и состоит в следующем. Имеется два типа нерелятивистских бесспиновых частиц: "тяжелые", которые взаимодействуют между собой посредством короткодействующего и кулоновского потенциалов, и свободные "легкие" частицы. Переход между двумя типами частиц описывается короткодействующим недиагональным потенциалом. Короткодействующий потенциал взаимодействия между тяжелыми частицами и потенциал перехода между каналами выбраны в простой сепарабельной форме.

Итак, обозначая канал тяжелых частиц каналом 1, а канал легких частиц каналом 2, запишем

$$V_{11} = V_s + V_c, \quad V_s = \eta |\xi\rangle\langle\xi|, \quad \langle r|\xi\rangle = \left(\frac{\xi}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\exp(-\xi r)}{r}, \quad (1)$$

$$V_c = \frac{2k\gamma}{r}, \quad \gamma = -(ka_B)^{-1}.$$

Здесь  $a_B$  — боровский радиус системы,  $a_B = (\mu_1\alpha)^{-1}$ ,  $\alpha = 1/137$ ,  $\mu_1$  — приведенная масса тяжелых частиц. Далее

$$V_{12} = \lambda |\beta\rangle\langle\beta|, \quad \langle r|\beta\rangle = \left(\frac{\beta}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\exp(-\beta r)}{r}. \quad (2)$$

Удобно ввести следующие безразмерные параметры

$$\eta_0 = -2\eta\mu_1\xi^{-2}, \quad \lambda_0^2 = 4\lambda^2\mu_1\mu_2\beta^{-4}, \quad (3)$$

$$\kappa = (a_B\xi)^{-1}, \quad \nu = (a_B\beta)^{-1}.$$

Заметим, что в одноканальной задаче с сепарабельным потенциалом  $V_s$  вида (1) связанное состояние появляется при  $\eta_0 = 1$ . Матрица рассеяния для данной модели была построена в работе<sup>11</sup>. Согласно<sup>11</sup> имеем

$$A_s^{-1} = K_s - \tilde{\chi}^2 \left(\frac{2}{\beta}\right) \frac{\left(K_s + \frac{\xi\beta}{\xi + \beta}\right)^2}{1 + \tilde{\chi}^2 \frac{2}{\beta} \left(K_s + \frac{2\xi\beta}{\xi + \beta} - \frac{\beta}{2}\right)}, \quad (4)$$

$$A_{cs}^{-1} = K_{cs} - \tilde{\lambda}^2 \left( \frac{a_B}{2\pi} \right) \frac{v_{\nu\nu} \left( K_{cs} + \frac{2\pi}{a_B} \frac{u_{\kappa\nu}}{v_{\kappa\nu}} \right)^2}{1 + \tilde{\lambda}^2 \frac{a_B}{2\pi} v_{\nu\nu} \left( K_{cs} + \frac{4\pi}{a_B} \frac{u_{\kappa\nu}}{v_{\kappa\nu}} - \frac{2\pi}{a_B} \frac{u_{\nu\nu}}{v_{\nu\nu}} \right)} \quad (5)$$

Здесь

$$K_s = -\frac{\xi}{2} \left( 1 + \frac{1}{\eta_0} \right),$$

$$K_{cs} = -\frac{\xi}{2} e^{4\kappa} \left( 1 - \frac{1}{\eta_0} \right) - \frac{2}{a_B} \operatorname{Re} \Gamma(0, -4\kappa),$$

$$\tilde{\lambda}^2 = \lambda_0^2 (1 - i\rho)^{-2},$$

$$\rho = \frac{(2\mu_2 Q)^{1/2}}{\beta}, \quad Q = m_1 + M_1 - m_2 - M_2,$$

$$v_{\kappa\nu} = 4\pi (\kappa\nu)^{1/2} \exp(-2\kappa - 2\nu),$$

$$u_{\kappa\nu} = 2(\kappa\nu)^{1/2} \{ (\kappa + \nu)^{-1} + 2\exp(-2\kappa - 2\nu) \operatorname{Re} \Gamma(0, -2\kappa - 2\nu) \}.$$

Формулы (4) – (5) позволяют проверить гипотезу о том, что в критической области (т. е. при  $\eta_0 \sim 1$ ) кулоновская поправка  $\operatorname{Re}(A_s - A_{cs})$  может быть аномально большой. Выберем параметры в (4) – (5), ориентируясь на задачу о  $K^-p$  атоме. Полагаем  $a_B = 84 \Phi$ , а массы тяжелых и легких частиц выбираем равными массам частиц в каналах  $K^-p$  и  $\Sigma\pi$  соответственно. Параметры  $\xi, \beta$  и  $\lambda_0^2$  варьировались в пределах

$$200 \text{ МэВ} \leq \xi \leq 400 \text{ МэВ}$$

$$300 \text{ МэВ} \leq \beta \leq 1000 \text{ МэВ}$$

$$0,1 \leq \lambda_0^2 \leq 1.$$

На рис. 1 – 3 представлены типичные графики зависимости величин  $\operatorname{Re}A_s$  и  $\operatorname{Re}A_{cs}$  от параметра  $\eta_0$ , характеризующего глубину диагонального потенциала в канале тяжелых частиц. Из приведенных рисунков видно, что вблизи нуля величины  $\operatorname{Re}A_{cs}$  кулоновская поправка оказывается очень большой – величины  $\operatorname{Re}A_s$  и  $\operatorname{Re}A_{cs}$  отличаются друг от друга либо по порядку величины, либо по знаку.

Общей особенностью кривых на рис. 1 – 3 является то, что в области, где величина  $\operatorname{Re}A_{cs}$  близка к нулю, длина рассеяния  $\operatorname{Re}A_s$  оказывается положительной. Эта ситуация обратна той, которая осуществляется в  $K^-p$  атоме<sup>1</sup>. Для получения требуемого соотношения между  $\operatorname{Re}A_s$  и  $\operatorname{Re}A_{cs}$  следует несколько усложнить модель. В использованном выше сепарабельном потенциале  $V_s$  вида (1) имеется лишь одно связанное состояние и, соответственно, величины  $\operatorname{Re}A_s$  и  $\operatorname{Re}A_{cs}$  проходят через нуль один раз. Если бы потенциал  $V_s$  приводил к появлению второго уровня<sup>1)</sup>, то, как ясно из рис. 2, 3, вблизи второго нуля величины  $\operatorname{Re}A_{cs}$  длина рассеяния  $\operatorname{Re}A_s$  будет отрицательной.

В приведенных выше расчетах типичное значение  $\operatorname{Im}A_{cs}$  в области, где  $\operatorname{Re}A_{cs} \approx 0,1 \Phi$ , составляет  $\operatorname{Im}A_{cs} \sim 1 + 3 \Phi$ , что существенно больше, чем следует из экспериментального

<sup>1)</sup> Первым, более глубоким уровнем может быть, например, известный резонанс  $Y_0^*$  (1405)●

значения, приведенного в начале статьи. Малую величину  $\text{Im} A_{cs}$  трудно объяснить и в моделях, предполагающих существование вблизи порогового резонанса<sup>6</sup>. Заметим также, что согласно другим экспериментальным данным величина  $\text{Im} A_{cs}$  несколько больше<sup>12</sup>.

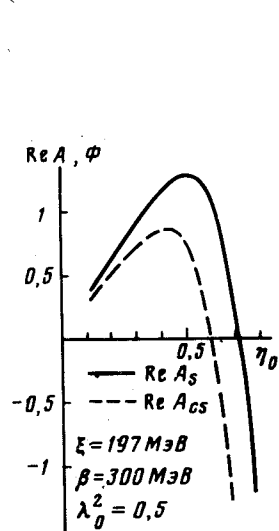


Рис. 1

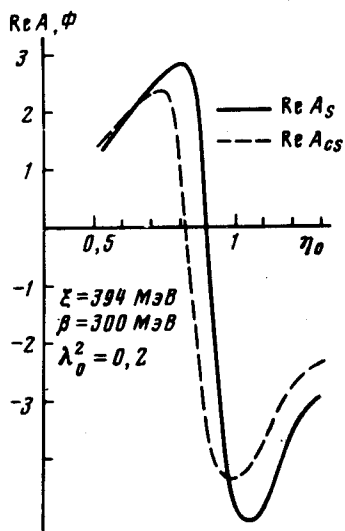


Рис. 2

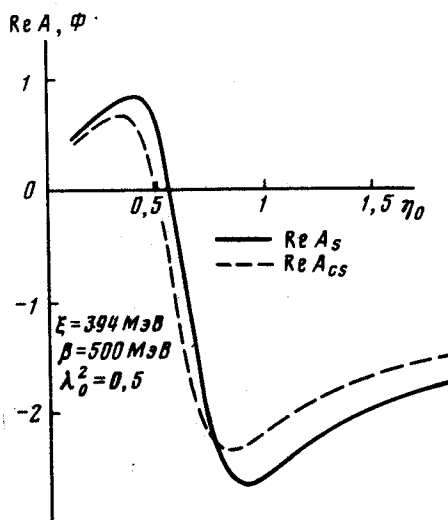


Рис. 3

Рис. 1 – 3. Зависимость действительной части длины рассеяния от параметра, характеризующего глубину короткодействующего потенциала

Итак, в настоящей работе показано, что с учетом поглощения кулоновская поправка к длине рассеяния может быть аномально большой.

Автор благодарен А.Е.Кудрявцеву за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Davies J.D. et al. Phys. Lett., 1979, 83B, 55.
2. Martin A.D. Phys. Lett., 1976, 65B, 346.
3. Chao Y.A. et al. Nucl. Phys., 1973, B56, 46.
4. Deloff A., Law J. Phys. Rev., 1979, C20, 1597.
5. Kumar K.S., Nogami Y. Phys. Rev., 1980, D21, 1834.
6. Violini G. Phys. Rev., 1981, D24, 1218.
7. Kumar K.S., Nogami Y., Van Kijk W. Z. Physik, 1982, 304A, 301.
8. Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Мур В.Д. ЖЭТФ, 1979, 77, 1727.
9. Ericson T.E.O. Review Talk at the VI-th Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Dubna, 1971.
10. Krell M. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 584.
11. Kerbikov B.O. Preprint ITEP-136, 1981.
12. Izzycki M. et al. Z. Physik, 1980, 297A, 11.