

АНАЛИТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ dt -РАССЕЯНИЯ ВБЛИЗИ УПРУГОГО ПОРОГА

Б.М.Карнаков, В.Д.Мур, С.Г.Поздняков, В.С.Попов

С помощью разложения эффективного радиуса получено модельнонезависимое описание dt - и $n\alpha$ -рассеяния, а также реакции синтеза $dt \rightarrow n\alpha$ вблизи упругого порога. Найдены положения полюсов S -матрицы, связанных с существованием резонанса ${}^5\text{He}^*(3/2^+)$ и кулоновским взаимодействием.

1. В проблемах термоядерного синтеза и μ -катализа ядерных реакций важную роль играет реакция ${}^3\text{H}(dn){}^4\text{He}$ с большим энерговыделением $\approx 17,6$ МэВ. В ^{1,2} с точностью $\sim 1,5\%$ измерены и обработаны методом R -матрицы сечения этой реакции в окрестности резонанса ${}^5\text{He}^*(3/2^+)$. На основе этой обработки были найдены положения резонансного полюса M и полюса S , который интерпретировался как "теневой" полюс, связанный с $n\alpha$ -каналом ^{2,3}.

Развивая модельно-независимый подход, применявшийся ранее в кулоновской задаче с короткодействием ⁴⁻⁸, мы используем его для описания dt -рассеяния и изучения аналитической структуры S -матрицы вблизи упругого порога. Получены значения комплексных длины рассеяния a_{cs} и эффективного радиуса r_{cs} , которые описывают всю совокупность экспериментальных данных при низких энергиях. Кроме пары полюсов с энергиями $E_R = (47 - i 36)$ кэВ и $E_{R'} = (77 + i 14)$ кэВ, найдены также две серии кулоновских полюсов, сгущающихся к точке $E = 0$.

2. Приближение эффективного радиуса для dt -рассеяния. S -матрица имеет вид ($l = 0$):

$$S_0(k) = e^{2i\sigma_0} \frac{\text{ctg} \delta_{cs} + i}{\text{ctg} \delta_{cs} - i} = e^{2i\sigma_0} \frac{a(k) - ib_-(k)}{a(k) - ib_+(k)}. \quad (1)$$

Здесь для ядерно-кулоновской фазы рассеяния $\delta_{cs}(k)$ использовано приближение эффективного радиуса¹⁾

$$D \text{ctg} \delta_{cs} + 2\zeta h(\zeta/k) = K_{cs}(k^2) = -\frac{1}{a_{cs}} + \frac{1}{2} r_{cs} k^2, \quad (2)$$

где $D(k)$ – проницаемость кулоновского барьера, определение остальных величин см., например, в ⁴; $K_{cs} \equiv \alpha(k^2) - i\beta(k^2) \approx \alpha_0 + \alpha_1 k^2 - i(\beta_0 + \beta_1 k^2)$ и $a(k) = \alpha(k^2) - 2\zeta h$, $b_{\pm}(k) = \beta(k^2) \pm D$. Отметим, что $K_{cs}(k^2)$ – аналитическая функция k^2 , имеющая особенности на порогах неупругих каналов (из унитарности следует, что $\beta \geq 0$).

Так как реакция синтеза идет из s -волны во входном dt -канале через резонанс ${}^5\text{He}^*(3/2^+)$ (вклады остальных состояний $< 1\%$, см. ⁹), то сечение реакции выражается через параметры упругого dt -рассеяния

$$\sigma_r(E) = \frac{2\pi}{3k^2} (1 - |S_{dt}|^2) = \frac{4\pi D(k)s(E)}{3E}, \quad s(E) = \frac{\beta(k^2)}{a^2(k) + b_+^2(k)}, \quad (3)$$

¹⁾ Ниже $e = \hbar = m = 1$, $\zeta = Z_1 Z_2$; для dt -системы единица энергии $E_C = 59,9$ кэВ, боровский радиус $a_B = 24,0$ Фм, $\zeta = 1$.

где $s(E)$ – так называемая астрофизическая функция, $E = k^2/2$. Используя данные ^{1, 2} по сечению реакции (25 экспериментальных точек), получаем оптимальный набор низкоэнергетических параметров dt -системы:

$$\alpha_0 = 0,233, \quad \beta_0 = 0,0785, \quad \alpha_1 = 0,121, \quad \beta_1 = 7,98 \cdot 10^{-3}. \quad (4)$$

$$(\chi^2 \approx 0,3, \text{ см. рис. 1; сравнить с } ^8).$$

При этом $s(0) = 1,295$, а пересчет на длину рассеяния и эффективный радиус дает

$$a_{cs} = -(92,4 + i 31,1) \text{ Фм}, \quad r_{cs} = (5,79 - i 0,383) \text{ Фм}. \quad (4')$$

Эти параметры описывают, в пределах экспериментальной точности, как упругое рассеяние, так и реакцию синтеза при $E \lesssim 150$ кэВ.

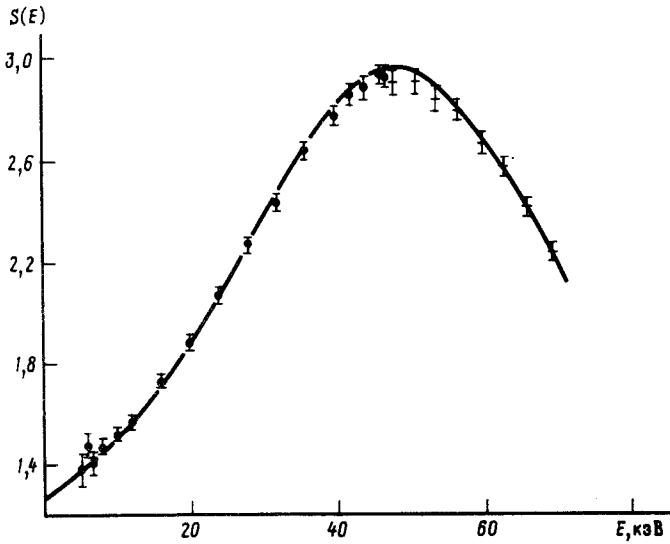


Рис. 1. Астрофизическая функция $s(E)$. Сплошная кривая построена по формуле (3) с параметрами (4); † – обозначены экспериментальные данные из ², ● – из работы ¹

3. Аналитическая структура S -матрицы. Положение реальных, виртуальных и квазистационарных уровней определяется уравнением ⁴⁻⁷:

$$f_0 \equiv \lambda - 2\xi [\psi(1 + \xi/\lambda) + \ln(\lambda/|\xi|)] = \frac{1}{a_{cs}} + \frac{1}{2} r_{cs} \lambda^2, \quad (5)$$

где $\lambda = -ik$, а $f_0(\lambda)$ – вещественная аналитическая функция λ .

В отсутствие поглощения полюса S -матрицы расположены симметрично относительно мнимой оси в k -плоскости. Ядерное взаимодействие нарушает эту симметрию, а также смещает кулоновские полюса $k_n = -i\xi/n$ ($\xi > 0$, $n = 1, 2, \dots$) с отрицательной мнимой полуоси. В условиях резонанса, при $\text{Re} a_{cs} < 0$ имеются два близких к нулю полюса с $\text{Im} k < 0$. Численное решение уравнения (5) с параметрами (4) дает

$$k_R = 1,33 - i 0,45, \quad k_{R'} = -1,61 - i 0,15 \quad (6)$$

Кроме того, (5) определяет кулоновскую серию²⁾ полюсов ($k_n = -i/v_n$):

$$\nu_n = n + \nu_0 + c/(n + \nu_0)^2 + O(n^{-4}), \quad -1/2 < \text{Re } \nu_0 < 1/2, \quad (7)$$

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi i} \ln(1 - 2iA), \quad c = (1 - 3r_{cs}/a_B)A^2 / 12 \pi^2 (1 - 2iA),$$

где $A = 2\pi a_{cs}/a_B$.

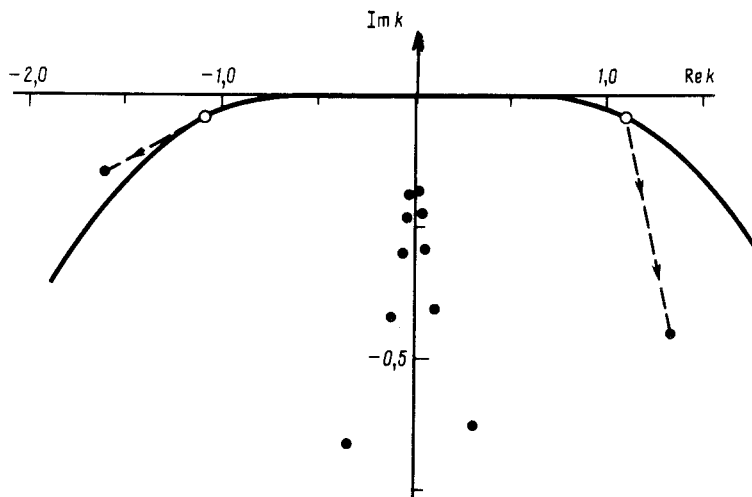


Рис. 2. Полюса амплитуды dt -рассеяния в комплексной k -плоскости. Обозначения: ○ – положение полюсов без учета, а ● – с учетом поглощения

Полюса амплитуды dt -рассеяния, расположенные вблизи упругого порога, показаны на рис. 2. В отсутствие поглощения для потенциалов с барьером всегда существует пара симметричных полюсов¹⁰. Сплошные кривые на рис. 2 показывают траектории этих полюсов при изменении α_0 (при этом мы полагали $\beta_0 = r_{cs} = 0$). Отмечены положения полюсов при $\alpha_0 = 0,233$ (ср. с набором (4)). Введение поглощения, т. е. учет $n\alpha$ -канала, существенно смещает положения полюсов, хотя качественная картина не меняется. Заметим, что при дальнейшем увеличении поглощения полюс R' может выйти в верхнюю полуплоскость $\text{Im } k > 0$.

Для резонансной части упругого $n\alpha$ -рассеяния (ср. с (1))

$$S_{n\alpha} = e^{2i\varphi} [a(k) + ib_-(k)] / [a(k) - ib_+(k)] \quad (8)$$

(φ – потенциальная фаза). Хотя положения полюсов S -матрицы в обоих каналах совпадают, однако энергетические зависимости сечений различаются, причем $\sigma_{n\alpha}(E)$ существенно зависит от фазы φ . Поэтому замечание в работе³, что положения максимумов в сечениях $n\alpha$ -столкновения и реакции $dt \rightarrow n\alpha$ непосредственно определяются положениями полюсов M и S , представляется необоснованным. Более подробное обсуждение затронутых вопросов будет дано в отдельной публикации.

Авторы благодарны Л.Н.Богдановой, В.Е.Маркушину и Г.Хейлу за полезные обсуждения в ходе работы.

²⁾ Серия кулоновских полюсов в левой полуплоскости k описывается аналогичными формулами.

Литература

1. *Jarmie N et al.* Phys. Rev. C, 1984, **29**, 2031.
2. *Brown R.E. et al.* Phys. Rev. C, 1987, **35**, 1999.
3. *Hale G.M. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 763.
4. *Попов В.С. и др.* ЖЭТФ, 1979, **77**, 1727.
5. *Мур В.Д. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 429.
6. *Kok L.P.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 427.
7. *Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М.* ЖЭТФ, 1982, **82**, 657.
8. *Карнаков Б.М., Мур В.Д.* ЯФ, 1986, **44**, 1409.
9. *Богданова Л.Н. и др.* ЯФ, 1981, **34**, 1191; ЖЭТФ, 1981, **81**, 829.
10. *Мигдал А.Б. и др.* ЯФ, 1971, **14**, 874; 1972, **16**, 222.

Московский инженерно-физический институт

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию

5 марта 1990 г.