

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3656 / 2-80

4/8-80

P4-80-400

В.Б.Беляев, А.Л.Зубарев, О.И.Картавец

О ВОЗМОЖНОЙ ПЕРЕСТРОЙКЕ СПЕКТРОВ
МЕЗОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

Беляев В.Б., Зубарев А.Л., Картавцев О.И. P4-80-400

О возможной перестройке спектров мезомолекулярных систем

Дан качественный анализ, указывающий на возможность перестройки спектра уровней в мезомолекуле $dT\mu$ с $L = 0$ за счет сильного dT -взаимодействия.

Наличие перестройки приводит к резкому возрастанию ширины уровней системы $dT\mu$, которое просто объясняет наблюдаемое отсутствие температурной зависимости в реакции $d + T\mu \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Belyaev V.B., Zubarev A.L.,
Kartavtsev O.I.

P4-80-400

On a Possible Resonance

1. Известно^{/1/}, что в квантовомеханической системе двух тел, взаимодействующих посредством дальнедействующих сил, включение короткодействующего потенциала может привести к существенной перестройке спектра в том случае, когда короткодействующий потенциал имеет близкий к нулю уровень. Примером системы, где реализуется такая ситуация, является атом $d\bar{p}$ ^{/2/}.

Представляет интерес рассмотреть возможность перестройки спектра в 3-частичной системе с кулоновским взаимодействием при включении короткодействующего ядерного потенциала между парой частиц. Одним из кандидатов является мезомолекулярный ион $dT\mu$, описание которого в адиабатическом приближении^{/3/} фактически соответствует эффективной двухчастичной трактовке. В то же время сильное взаимодействие дейтерия и трития имеет резонансный характер /d и T образуют ${}^5\text{He}^*$ при энергии ~ 70 кэВ^{/4/}.

Кроме того, экспериментальный факт независимости выхода нейтронов от температуры в реакции $dT\mu \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu$ ^{/5/} находит простое объяснение, если имеет место перестройка уровней мезомолекулы $dT\mu$.

2. Перейдем к конкретной оценке изменений кулоновского спектра $dT\mu$ -молекулы в состоянии с полным моментом $L = 0$, которые возникнут, если включить сильное взаимодействие между d и T.

Гамильтониан системы в адиабатическом приближении имеет вид

$$H = H_0 + V_c + V_s, \quad /1/$$

где H_0 - свободный гамильтониан; V_c - сумма кулоновского и эффективного dT -потенциала, который возникает за счет взаимодействия с μ^- -мезоном; V_s - короткодействующий сильный потенциал между d и T. Уравнение на собственные значения в операторной форме имеет вид

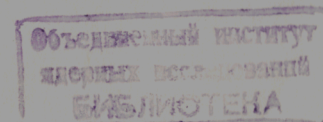
$$1 + (G_0(E) - G_c(E)) T = 0, \quad /2/$$

здесь

$$G_0(E) = (E - H_0)^{-1}, \quad G_c(E) = (E - H_0 - V_c)^{-1},$$

а T - матрица удовлетворяет уравнению Липпмана-Швингера

$$T = V_s + V_s G_0(E) T. \quad /3/$$



В импульсном представлении уравнение /2/ имеет вид

$$\delta(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) + \int \langle \vec{p}_1 | G_0(E) - G_c(E) | \vec{q} \rangle \langle \vec{q} | T | \vec{p}_2 \rangle d\vec{q} = 0, \quad /4/$$

\vec{p} - относительный импульс d и T . Будем для оценки считать, что интегрирование в /4/ обрезается на импульсах $q \sim 1/r_0$, где r_0 - протяженность сильного dT -потенциала. В случае взаимодействия dT $r_0 \sim 7$ Фм. T -матрица $\langle \vec{q} | T | \vec{p} \rangle$ в интересующем нас интервале энергий и импульсов является плавной функцией своих аргументов, и мы для оценки воспользуемся приближением: /6/

$$\langle \vec{p} | T(E) | \vec{p} \rangle \approx t = \frac{\hbar^2 a_s}{4\pi^2 m}, \quad /5/$$

где a_s - сильная длина упругого dT -рассеяния, а m - приведенная масса системы dT .

Используя спектральное представление для функций Грина $G_0(E)$ и $G_c(E)$, из /4/ получаем искомое уравнение *

$$1 + 2\pi a_s \left[- \sum_n \frac{|\psi_n(0)|^2}{\epsilon - \epsilon_n} + \int dk \frac{(2\pi)^{-3} |\psi_k(0)|^2}{\epsilon - k^2/2} \right] = 0. \quad /6/$$

Вклад от дискретного спектра может быть оценен на основе соотношений, изложенных в работе /7/, это дает величину $|\psi_1(0)|^2 \sim |\psi_2(0)|^2 \sim 10^9$. Оценим теперь вклад в /6/ от непрерывного спектра. Сначала проведем оценку, опуская вклад от эффективного потенциала, а затем покажем, к чему приводит его учет. В первом случае

$$|\psi_k(0)|^2 = \frac{1}{4\pi^2 k (e^{2\pi/k} - 1)} \quad /7/$$

и при $\epsilon = 0$

$$\int_0^{k_{\max}} \frac{|\psi_k(0)|^2 dk}{k^2/2} \approx 1/20, \quad /8/$$

в то время как вклад от свободной функции Грина при $\epsilon = 0$ составляет величину $k_{\max} \approx 3,5$. Грубый учет адиабатического эффективного потенциала можно осуществить, заменяя в выражении

/7/ k на $\sqrt{k^2 + k_0^2}$, где $\frac{k_0^2}{2} = W_0$, а W_0 - глубина эффективного потенциала. Такая аппроксимация приводит к тому, что включение

*Здесь и далее энергии определены в единицах $E_0 = \frac{me^4}{\hbar^2} \approx 54$ кэВ, а единицей длины является $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} \approx 25$ Фм, единицей импульса будет a_0^{-1} .

адиабатического потенциала не сильно меняет результат, полученный с использованием /7/. Вклад от свободной функции Грина остается доминирующим.

Итак, для сильной длины рассеяния a_s , при которой произойдет перестройка спектра, т.е. возникнет уровень с $\epsilon = 0$, из условия /6/ получаем:

$$a_s^{kp} \approx \frac{\pi}{k_m} \approx 1 \rightarrow 25 \text{ Фм.}$$

Оценим теперь область изменения a_s , в которой происходит "полная" перестройка, т.е. значение возникшего уровня меняется от 0 до E_2 - энергии возбужденного состояния молекулы dT с $L = 0$.

Из /6/ при $\epsilon \neq 0$ получаем

$$1 - \frac{a_s^{k_{\max}}}{\pi} \int_0^{k_{\max}} \frac{1 - \frac{2\pi}{k} (e^{2\pi/k} - 1)^{-1}}{\epsilon_2 + k^2/2} k^2 dk = 0.$$

Учитывая, что $\frac{2\pi}{k} (e^{2\pi/k} - 1)^{-1} = f(k) \ll 1$, полагая $a_s \rightarrow a_s + \Delta a_s$, имеем:

$$\frac{\Delta a_s}{a_s} \approx \frac{\pi}{k_{\max}} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{2}} \sim 10^{-2}.$$

Наличие неупругого канала $d + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ приводит к тому, что упругая длина рассеяния становится комплексной и уровни системы приобретают ширину. Уравнение /6/ остается справедливым и в этом случае. Полагая длину рассеяния равной $a_s = b_s(1 + i\gamma)$, будем искать собственное значение в виде $E + i\Gamma$. Вводя обозначение

$$J(E, \Gamma) \equiv \int \frac{k^2 dk (1 - f(k))}{E + i\Gamma - k^2/2}, \quad /9/$$

уравнение /6/ перепишем в виде

$$b_s(1 + i\gamma) (\text{Re } J(E, \Gamma) + i \text{Im } J(E, \Gamma)) = \pi,$$

откуда для ширины в момент появления уровня получаем

$$\Gamma \sim \gamma \frac{\bar{k}^2}{2},$$

\bar{k} - средний импульс в подынтегральном выражении /9/.

Из расчета работы /8/ следует, что $\gamma \sim \frac{1}{2}$, откуда для ширины Γ получаем $\Gamma \sim \frac{1}{2} \approx 30$ кэВ.

Отсюда следует, что при параметрах ядерного потенциала dT -взаимодействия, обеспечивающих перестройку спектра, будет наблюдаться выход нейтронов, постоянный в широком интервале температур среды. Если параметры сильного взаимодействия та-

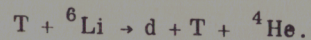
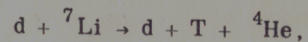
ковы, что перестройка спектра отсутствует, то энергия и ширина уровня связаны с длиной рассеяния линейной зависимостью, которая получается из /6/ при учете только полюсного члена. Для ширины получаем обычную оценку

$$\Gamma \approx 2\pi b_s \gamma |\psi_2(0)|^2 \sim 10^{-8} \text{ эВ.}$$

Таким образом, при изменении параметров сильного взаимодействия ширина Γ может меняться в широких пределах от 10^3 до 10^{-8} эВ.

Поскольку параметры сильного взаимодействия d и T известны с большой неопределенностью /8/, желательнее произвести экспериментальные измерения положений уровней $dT\mu$ -молекулы. Сравнение результатов таких измерений с точным расчетом /9/, использующим только кулоновские потенциалы, даст однозначный ответ на вопрос: есть перестройка или нет.

Другая возможность состоит в непосредственном изучении dT -взаимодействия при низких энергиях / $E \leq 1$ кэВ/, например, в реакциях типа



Для мезомолекулярных систем $pd\mu$ и $dd\mu$ и др. нет экспериментальных указаний на резонансное поведение сильновзаимодействующих подсистем, т.е. pd , dd , при низких энергиях, что приводит к заключению о невозможности перестройки спектра этих систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. ФТТ, 1959, 1, с.1637.
2. Кудрявцев А.Е., Маркушин В.Е., Шапиро И.С. ЖЭТФ, 1978, 74, с.432; Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Мур В.Д. ЖЭТФ, 1979, 77, с.1727.
3. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М., "Наука", 1976.
4. Ajzeuberg F. Nucl.Phys., 1979, A320, p.1.
5. Быстрицкий В.Н. и др. ОИЯИ, Д1-12696, Дубна, 1979.
6. Deer S. et al. Phys.Rev., 1954, 96, p.774.
7. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. УФН, 1960, 71, с.581.
8. Flowers V.H. Proc.Roy.Soc., 1951, 204, p.503.
9. Виноцкий С.И. и др. ОИЯИ, Р4-13036, 1980, Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1980 года.