

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА В МЕЗОМОЛЕКУЛАХ $d d \mu$ И $d t \mu$

В.С.Мележик

Вычислены сдвиги $\Delta \epsilon_{11}^{V;P}$ энергии ϵ_{Jv} слабосвязанных состояний ($J = v = 1$) мезомолекул $dd \mu$ и $dt \mu$, обусловленные поляризацией электрон-позитронного вакуума $\Delta \epsilon_{11}^{V;P}(dd \mu) = 10$ мэВ, $\Delta \epsilon_{11}^{V;P}(dt \mu) = 6,5$ мэВ. Вычисления выполнены в адиабатическом представлении задачи трех тел.

1. В последнее время большой интерес вызывает явление резонансного образования мезомолекул $dd \mu$ и $dt \mu^1$, по крайней мере по двум причинам: в связи с возможностью его использования для мюонного катализа ядерных реакций синтеза², а также спектроскопических измерений. Для количественного описания кинетики μ -катализа необходимо знать энергии связи вращательно-колебательных состояний ($J = v = 1$), образующихся в резонансных реакциях мезомолекул, с высокой точностью ($\sim 3 - 2$ мэВ), превышающий величину поправок (на релятивизм, электромагнитную структуру ядер, электронное экранирование²) к кулоновским энергиям (~ 50 мэВ)¹). Здесь мы рассмотрим влияние поляризации электрон-позитронного вакуума, которая, как известно, доминирует среди радиационных поправок⁴ к кулоновскому взаимодействию μ^- -мезона с ядрами.

Расчет может представлять интерес и в связи с возможностью прямого измерения поляризационного сдвига $\Delta \epsilon_{11}^{V;P}(dd \mu)$, поскольку экспериментальная техника позволяет находить резонансную энергию реакции $d \mu + d \xrightarrow{\lambda} dd \mu \rightarrow dd \mu$ с большой точностью $\sim 10^{-2}$ мэВ⁵.

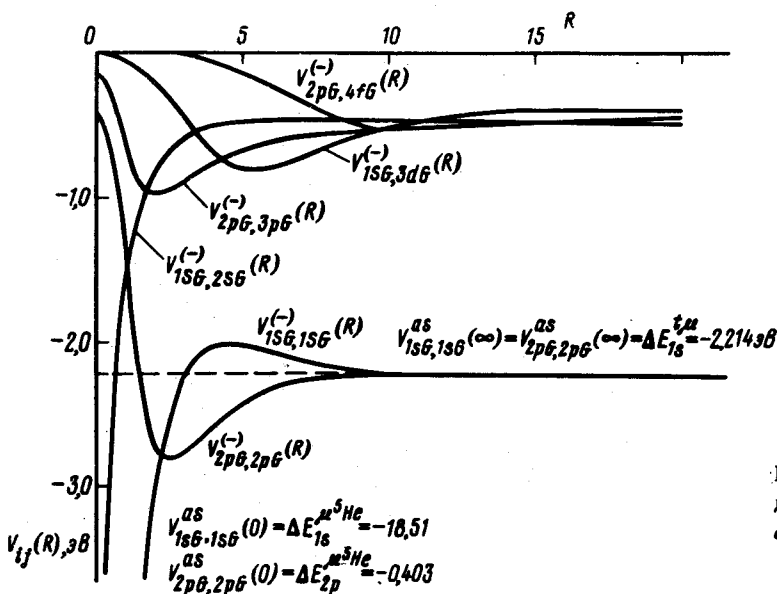
2. Потенциал, описывающий экранирование зарядов в мезомолекуле за счет поляризации вакуума, равен сумме

$$V(r, R) = V(|r_a|) + V(|r_b|) - V(|R|) \quad (1)$$

¹) Кулоновские энергии ϵ_{Jv} этих состояний равны: $\epsilon_{11}(dd \mu) = -1910$ мэВ и $\epsilon_{11}(dt \mu) = -640$ мэВ³

$$V(|r_{a,b}|) = -\frac{2\alpha}{3\pi} \frac{1}{|r_{a,b}|} \int_1^{\infty} \sqrt{x^2-1} \left(1 + \frac{1}{2x^2}\right) e^{-2\gamma x} \left|r_{a,b}\right| \frac{dx}{x^2}, \quad (2)$$

учитывающих вклад лишь однопетлевых диаграмм в фотонный пропагатор разноименно заряженных точечных частиц (мезон и ядро), и потенциала $-V(|R|)$, описывающего искажение кулоновского взаимодействия ядер. Здесь $|r_{a,b}| = |r \pm \frac{1}{2}R|$ — расстояния от μ -мезона до ядер, R — расстояние между ядрами, r — расстояние от центра зарядов ядер до μ -мезона, $\gamma = m_e/a$, m_e — масса электрона. Мы пользуемся системой единиц $\hbar = e^2 = m_q = 1$, где $m_a^{-1} = m^{-1} + M_t^{-1}$, m_μ — масса μ -мезона, M_t — масса тритона (в случае $dd\mu$, $m_a^{-1} = m_\mu^{-1} + M_d^{-1}$). Двухпетлевые диаграммы (потенциал Челлена — Сабри), а также не превышающие их вклада в сдвиг $\Delta\epsilon_{11}^{V,\mu}$ поправки на неточность ядер и поляризацию вакуума за счет $\mu^+\mu^-$ -пар и других частиц ⁶ здесь не учитываются.



Матричные элементы $V_{ij}^{(-)}(R)$ для системы $d t \mu$. В случае $dd\mu V_{iu,ju}^{(-)}(R) \equiv 0$ ³

Поправку $\Delta\epsilon_{Jv}^{V,\mu}$ к кулоновской энергии связи ϵ_{Jv} состояния (Jv) мезомолекулы найдем в первом порядке теории возмущений по $V(r, R)$ ¹⁾:

$$\Delta\epsilon_{Jv}^{V,\mu} = \iint \Psi_{Jv}^2(r, R) V(r, R) d^3r d^3R - \Delta E_{1s}^{V,\mu}. \quad (3)$$

В качестве волновых функций нулевого приближения $\Psi_{Jv}(r, R)$ взяты собственные функции кулоновского гамильтониана мезомолекулы, вычисленные в работе ³ в адиабатическом представлении задачи трех тел. Искажение функции за счет релятивистских эффектов мало и здесь не учитывается. Тогда сдвиг уровня энергии ϵ_{Jv} равен сумме

$$\Delta\epsilon_{Jv}^{V,\mu} = \sum_{i,j} \Delta E_{ij}^{Jv} \quad (4a)$$

вкладов от пар состояний (i, j) задачи двух центров

$$\Delta E_{ij}^{Jv} = \int_0^{\infty} \chi_i^{Jv}(R) (V_{ij}(R) - \Delta E_{1s}^{V,\mu} \delta_{ij}) \chi_j^{Jv}(R) dR, \quad (4b)$$

где

$$V_{ij}(R) = \int \varphi_i(r; R) V(r, R) \varphi_j(r; R) d^3r \quad (4b)$$

1) $\Delta E_{1s}^{V,\mu}$ — поправка на поляризацию вакуума к энергии связи основного состояния мезоатома $\mu M_a (M_a \gg M_b)$, от которой принято отсчитывать энергии состояний мезомолекулы ³.

— матричные элементы оператора (1) в адиабатическом представлении. Здесь $\varphi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R})$ — волновые функции задачи двух центров, которые обычно нумеруются набором параболических $[n_1 n_2 m]$ (либо сферических (Nlm) квантовых чисел и характеризуются четностью $p = (g, u) = (-1)^l$ по отношению к инверсии $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ $j = (jp) = [n_1 n_2 mp] = (Nlm)$ ^{3,7} ($\chi_j(R)$ — волновые функции относительного движения ядер в мезомолекуле). Для вычисления матричных элементов $V_{ij}(R)$ удобно выделить в исходном операторе (1)

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = V^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + V^{(+)}(|\mathbf{R}|) \quad (5a)$$

диагональную в адиабатическом базисе часть $V^{(+)}(|\mathbf{R}|)$ следующим образом

$$V^{(-)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = V\left(\left|\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{R}\right.\right) + V\left(\left|\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{R}\right.\right), \quad V^{(+)}(|\mathbf{R}|) = -V(|\mathbf{R}|). \quad (5b)$$

Матричные элементы $V_{ij}^{(-)}(R) = V_{ji}^{(-)}(R) = V_{[n_1 n_2], [n'_1 n'_2]}^{(-)}(R) \delta_{mm'} \delta_{pp'}$ вычислены с помощью алгоритма, описанного в работе⁷. На рисунке представлены эффективные потенциалы $V_{ij}^{(-)}(R)$ для первых восьми состояний $(i; j)$. Для контроля точности вычислений использовались асимптотические соотношения

$$V_{ii}^{(-)}(R) \xrightarrow{R \rightarrow 0} \begin{cases} \Delta E_{Nlm}^{V,p}(\mu^5 \text{He}), dt\mu \\ \Delta E_{Nlm}^{V,p}(\mu^4 \text{He}), dd\mu \end{cases}; \quad V_{ii}^{(-)}(R) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} \begin{cases} \Delta E_{Nlm}^{V,p}(\mu t), dt\mu \\ \Delta E_{Nlm}^{V,p}(\mu d), dd\mu \end{cases}, \quad (6)$$

которые выполнялись с относительной точностью $\sim 10^{-5}$ для основного состояния $(i = 1)$ и $\sim 10^{-3}$ для возбужденных состояний при $R = 0, R = 20$, $\Delta E_{Nlm}^{V,p}$ — поляризационные сдвиги уровней мезоатомов.

3. Сдвиги уровней мезомолекул $dt\mu$ и $dd\mu$, вычисленные по формулам (4), равны $\Delta \epsilon_{11}^{V,p}(dt\mu) = 6,5$ мэВ, $\Delta \epsilon_{11}^{V,p}(dd\mu) = 10$ мэВ. Вклады неучтенных матричных элементов $V_{ij}^{(-)}(R)$, по оценкам, не превышают принятой погрешности вычислений $\sim 10^{-1}$ мэВ. Отметим, что полученная здесь величина $\Delta \epsilon_{11}^{V,p}(dd\mu)$ лишь незначительно отличается от оценки работы⁸ $\Delta \epsilon_{11}^{V,p} \sim 8$ мэВ (для $dt\mu$ $\Delta \epsilon_{11}^{V,p} \sim -3$ мэВ), вследствие частичного сокращения вычисленных в данной работе поправок ΔE_{ij} ($i > 1, j > 1$) друг с другом.

Особенностью эффекта является его относительно большой вклад в кулоновскую энергию связи мезомолекулы $\sim 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-3}$ (в мезоатомах $\sim 10^{-4}$ ⁶). В настоящее время возможности экспериментального исследования этого эффекта здесь ограничены не отсутствием надежной информации по формфакторам ядер, в отличие от мезоатомов $(\mu^4 \text{He})_{2s}^+$ ⁶, а погрешностями расчетов кулоновских энергий состояний мезомолекул и сравнимых с поляризацией вакуума других релятивистских поправок.

В заключение выражаю благодарность Л.И.Пономареву за интерес к работе и многочисленные обсуждения, Д.Бакалову, С.И.Виницкому, Т.П.Пузыниной за помощь в работе и В.Г.Зинову за полезные замечания.

Литература

1. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, 839.
2. Пономарев Л.И. Доклад на X Европейской конференции по управляемому термоядерному синтезу и физике плазмы. Москва 14 – 19 сентября 1981 г.; Дубна ОИЯИ, P4-81-800, 1981.
3. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, 698.
4. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория, ч.2. М.: Наука, 1971.
5. Сомов Л.Н. Сообщение ОИЯИ P4-81-851, Дубна, 1981.
6. Borie R., Rincker G.A. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 67.
7. Пономарев Л.И.; Пузынина Т.П. ОИЯИ, P4-5040, Дубна, 1970.
8. McLezhik V.S., Ponomarev L.I. Phys. Lett., 1978, 77B, 217.

Поступила в редакцию
22 июня 1982 г.