

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3763/82

16/8-82

P4-82-410

В.С.Мележик

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА
В МЕЗОМОЛЕКУЛАХ $dd\mu$ И $dt\mu$

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1982

1. Благодаря существованию слабосвязанных состояний $J=v=1$ мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$ *) возможно их резонансное образование^{/1/}, которое недавно было обнаружено экспериментально^{/2,3/} и в настоящее время интенсивно исследуется. Интерес вызван по крайней мере двумя причинами: возможностью использования этого явления для мюонного катализа ядерных реакций синтеза в смеси дейтерия и трития^{/4/}, а также для спектроскопических измерений^{/1/}.

Для количественного описания кинетики μ -катализа необходимо знать уровни энергии мезомолекул с абсолютной точностью ~ 1 мэВ. Кулоновские энергии связи \mathcal{E}_{Jv} мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$ в настоящее время известны с точностью ~ 50 мэВ^{/5/}: $\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1910$ мэВ, $\mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -640$ мэВ. Адиабатический метод, развитый для этих расчетов, постоянно совершенствуется и позволяет также находить к ним поправки: на релятивизм, электромагнитную структуру ядер^{/6-8/}, сильное взаимодействие^{/9/} и электронное экранирование^{/10/}. Все эти эффекты сейчас учтены с точностью ~ 1 мэВ. Здесь мы рассмотрим влияние поляризации электрон-позитронного вакуума, которая, как известно, доминирует среди радиационных поправок^{/11,12/} к кулоновскому взаимодействию μ^- -мезона с ядрами.

Расчет может представлять интерес и в связи с возможностью прямого измерения поляризационного сдвига $\Delta\mathcal{E}_{11}^{V.p.}$ уровня $\mathcal{E}_{11}(dd\mu)$, поскольку экспериментальная техника, развитая для измерения температурной зависимости скорости $\lambda_{dd\mu}$ образования мезомолекул $dd\mu$, позволяет находить резонансную энергию реакции $d\mu + d \xrightarrow{\lambda_{dd\mu}} dd\mu$ с точностью $\sim 10^{-2}$ мэВ^{/13/}.

2. Потенциал, описывающий экранирование зарядов в мезомолекуле за счет поляризации вакуума, равен сумме парных потенциалов $V(|\vec{r}_i|)$:

*) Связанное состояние μ -мезомолекулы системы, состоящей из двух ядер изотопов водорода и μ^- -мезона, характеризуется вращательным квантовым числом J и колебательным числом v .

$$V(\vec{r}, \vec{R}) = V(|\vec{r}_a|) + V(|\vec{r}_b|) - V(|\vec{R}|) = -\frac{2a}{3\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{x^2-1} \left(1 + \frac{1}{2x^2}\right) \left(\frac{e^{-2yx|\vec{r}_a|}}{|\vec{r}_a|} + \frac{e^{-2yx|\vec{r}_b|}}{|\vec{r}_b|} - \frac{e^{-2yx|\vec{R}|}}{|\vec{R}|}\right) \frac{dx}{x^2}, \quad /1/$$

где $|\vec{r}_{a,b}| = |\vec{r} \pm \frac{1}{2}\vec{R}|$ - расстояния между мезоном и одним из ядер, $|\vec{R}|$ - расстояние между ядрами, $|\vec{r}|$ - расстояние от центра зарядов ядер до μ -мезона, $y = m_e/a$, m_e - масса электрона, a - постоянная тонкой структуры. Мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = e = m_a = 1$, где $m_a^{-1} = m_\mu^{-1} + M_t^{-1}$, m_μ - масса μ -мезона, M_t - масса тритона /в случае $dd\mu$: $m_a^{-1} = m_\mu^{-1} + M_d^{-1}$ /.

В качестве добавочного потенциала $V(|\vec{r}_i|)$ к парному кулоновскому взаимодействию μ и t /либо μ и d / взят потенциал Юлинга^{/14,15/}

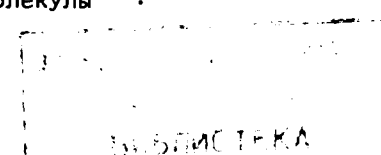
$$V(|\vec{r}_i|) = -\frac{2a}{3\pi} \cdot \frac{1}{|\vec{r}_i|} \int_0^\infty \frac{dx}{x^2-1} \left(1 + \frac{1}{2x^2}\right) e^{-2yx|\vec{r}_i|} \frac{dx}{x^2}. \quad /2/$$

Эта формула учитывает вклад лишь однопетлевых диаграмм в фотонный пропагатор пары разноименно заряженных точечных частиц. Двухпетлевые диаграммы, потенциал Челлена-Сабри^{/16/}, здесь мы не рассматриваем, поскольку их вклад в парную энергию связи не превышает заданной точности вычислений: отношение последнего к сдвигу энергии, обусловленному первой исчезающей поправкой /2/ по $a \leq 10^{-2/6}$. Формула /2/ не учитывает искажения потенциала на малых расстояниях за счет неточности ядер^{/17/}. Для легких ядер относительный вклад поправки на структуру частиц в сдвиг энергии пары пренебрежимо мал $\sim 10^{-5/6}$. Отметим, что поляризация вакуума за счет $\mu^+\mu^-$ пар и других частиц составляет величину всего лишь $\sim (\frac{m_e}{m_\mu})^2$ от вклада электрон-позитронного вакуума в энергию связи системы и при построении оператора /1/ не учитывалась. Искажение кулоновского отталкивания ядер за счет поляризации вакуума описывает потенциал $-V(|\vec{R}|)$.

При вычислении поправки $\Delta\mathcal{E}_{Jv}^{V.p.}$ к кулоновской энергии состояния (Jv) мезомолекулы ограничимся первым порядком теории возмущений по $V(\vec{r}, \vec{R})$ */

$$\Delta\mathcal{E}_{Jv}^{V.p.} = \iint \Psi_{Jv}^2(\vec{r}, \vec{R}) V(\vec{r}, \vec{R}) d^3r d^3R - \Delta\mathcal{E}_{1s}^{V.p.} \quad /3/$$

*/ $\Delta\mathcal{E}_{1s}^{V.p.}$ - поправка на поляризацию вакуума к энергии связи основного состояния мезоатома, от которой принято отсчитывать энергии состояний мезомолекулы^{/5/}.



В качестве волновых функций $\Psi_{Jv}(\vec{r}, \vec{R})$ нулевого приближения взяты собственные функции кулоновского гамильтониана $H(\vec{r}, \vec{R})$ мезомолекулы, вычисленные в адиабатическом представлении задачи трех тел^{15/}:

$$\Psi_{Jv}(\vec{r}, \vec{R}) = \sum_j \phi_j(\vec{r}; R) \chi_j^{Jv}(R) \frac{1}{\sqrt{4\pi(1+\delta_{0m})}} [(-1)^m e^{im\phi} \times D_{mJm}^J(\Phi, \theta, 0) + e^{-im\phi} D_{-mJm}^J(\Phi, \theta, 0)] R^{-1} \quad /4/$$

Здесь $\phi(\vec{r}; R)$ - собственные функции задачи двух кулоновских центров^{18/}, которые обычно нумеруются набором параболических /либо сферических $(N\ell m)$ / квантовых чисел и четностью $p=(g,u)=(-1)^\ell$ по отношению к инверсии $\vec{r} \rightarrow -\vec{r} \equiv (jp) = [n_1 n_2 m] = (N\ell m)$, $\chi_j^{Jv}(R)$ - волновые функции относительного движения ядер в мезомолекуле, определяемые при численном решении системы уравнений, к которой сводится исходное уравнение Шредингера для гамильтониана $H(\vec{r}, \vec{R})$ при усреднении по координатам μ -мезона \vec{r} и углам вектора \vec{R} Φ и θ , $D_{mmJ}^J(\Phi, \theta, 0)$ - D- функции Вигнера, m_J - проекция момента J на ось z . Искажение функции за счет релятивистских эффектов мало^{18/}, и здесь не учитывается.

Тогда сдвиг уровня энергии \mathcal{E}_{Jv} равен сумме

$$\Delta \mathcal{E}_{Jv}^{v.p.} = \sum_{ij} \Delta E_{ij} \quad /5a/$$

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

$$\Delta E_{ij} = \int_0^\infty \chi_i(R) (V_{ij}(R) - \Delta E_{1s}^{v.p.} \delta_{ij}) \chi_j(R) dR, \quad /5b/$$

где

$$V_{ij}(R) = \int \phi_i(\vec{r}; R) V(\vec{r}, \vec{R}) \phi_j(\vec{r}; R) d^3r \quad /5в/$$

матричные элементы оператора /1/ в адиабатическом представлении. Функции $\chi_j(R)$ нормированы условием $\int_0^\infty \chi_j^2(R) dR = 1$ ^{15/}. Для вычисления матричных элементов $V_{ij}(R)$ выделим в исходном операторе /1/

$$V(\vec{r}, \vec{R}) = V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R}) + V^{(+)}(|\vec{R}|) \quad /6a/$$

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

$$V^{(+)}(|\vec{R}|) = -V(|\vec{R}|), \quad V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R}) = V(|\vec{r} + \frac{1}{2}\vec{R}|) + V(|\vec{r} - \frac{1}{2}\vec{R}|). \quad /6б/$$

Поскольку оператор $V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R})$ инвариантен относительно замены $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ и не зависит от угла ϕ ($\vec{r} = \{r, \nu, \phi\}$), то он диагонален по квантовым числам p и m ^{17/}:

$$V_{ij}^{(-)}(R) = V_{[n_1 n_2], [n_1' n_2']}^{(-)}(R) \delta_{mm'} \delta_{pp'} \quad /7a/$$

Легко видеть, что:

$$V_{ij}^{(-)}(R) = V_{ji}^{(-)}(R). \quad /7б/$$

В предельных случаях $R \rightarrow 0$ и $R \rightarrow \infty$, $r > 0$ - оператор $V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R})$ переходит в потенциал Юлинга для мезоатомов $\mu^5\text{He} / \mu^4\text{He}$ для $dd\mu / \mu d$ соответственно, а двухцентровая функция $\phi_j(\vec{r}; R) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\pm im\phi}$ в функцию $\Psi_{N\ell m}(r)$ соответствующего мезоатома, поэтому асимптотика диагональных матричных элементов $V_{ii}^{(-)}$ имеет вид:

$$V_{ii}^{(-)}(R) \xrightarrow{R \rightarrow 0} \Delta E_{N\ell m}(\mu^5\text{He}), \quad /7в/$$

$$V_{ii}^{(-)}(R) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} \Delta E_{N\ell m}(\mu t),$$

где $\Delta E_{N\ell m}(\mu^5\text{He})$ и $\Delta E_{N\ell m}(\mu t)$ - сдвиги уровней мезоатомов $\mu^5\text{He}$ и μt /в случае $dd\mu$: $\Delta E_{N\ell m}(\mu^4\text{He})$ и $\Delta E_{N\ell m}(\mu d)$ /. Это свойство использовалось для контроля точности вычисления матричных элементов $V_{ij}^{(-)}(R)$.

3. Вычисление матричных элементов $V_{ij}^{(-)}(R)$ проведено в сферических координатах

$$V_{ij}^{(-)}(R) = \int d^3r \phi_i(\vec{r}; R) V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R}) \phi_j(\vec{r}; R) =$$

$$= -\frac{2a}{3\pi} \int_0^1 \frac{dx}{x} \sqrt{1-x^2} (1 + \frac{1}{2} x^2) \int_0^\infty d\xi \int_0^\infty d\eta \Pi_1(\xi; R) \Pi_j(\xi; R) \times$$

$$\times \bar{E}_i(\eta; R) \cdot \bar{E}_j(\eta; R) \left(\frac{2e^{-\gamma R(\xi+\eta)/x}}{R(\xi+\eta)} + \frac{2e^{-\gamma R(\xi-\eta)/x}}{R(\xi-\eta)} \right).$$

Здесь мы изменили порядок интегрирования по dx и $d^3r = \frac{R^3}{8} (\xi^2 - \eta^2) d\xi d\eta$ и сделали замену переменных $x \rightarrow \frac{1}{x}$, удобную в численных расчетах. Использовались соотношения $\vec{r}_a = \frac{R}{2}(\xi + \eta)$, $\vec{r}_b = \frac{R}{2}(\xi - \eta)$, $\phi_j(\vec{r}; R) = \Pi_j(\xi; R) \bar{E}_j(\eta; R)$ ^{17/}. Поскольку оператор $V^{(-)}(\vec{r}, \vec{R})$ не перепутывает переменные ξ и η , то двумерный интеграл по ξ и η в выражении /7/ вырождается в произведение одномерных ин-

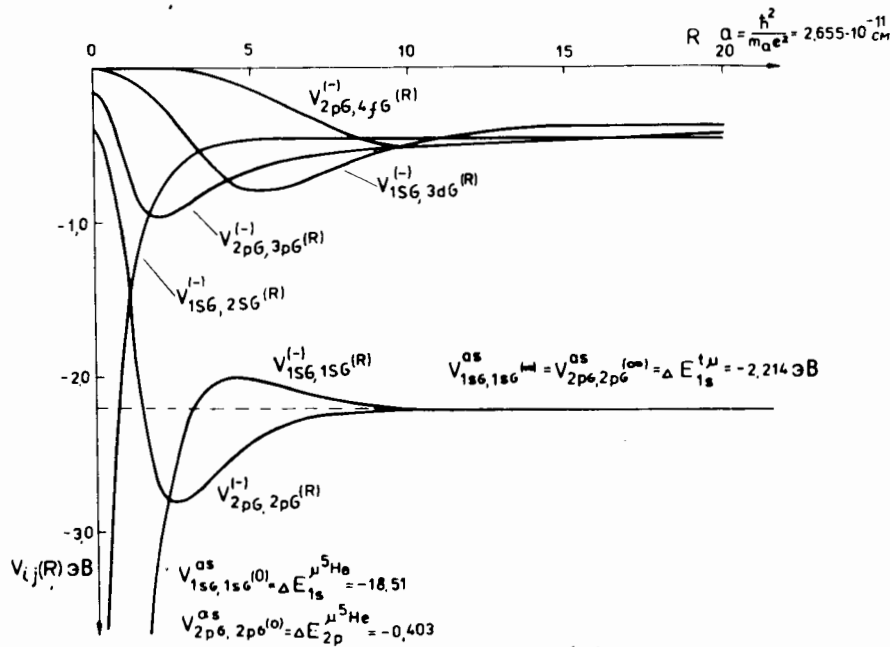


Рис.1. Эффективные потенциалы $V_{ij}^{(-)}(R)$ поляризации электрон-позитронного вакуума / мезомолекула $dt\mu$ /.

тегралов. для их вычисления были использованы рекуррентные соотношения, полученные в работе /18/, что позволило существенно сократить время вычислений. Интегрирование по переменной x в формуле /7/, а также в /2/, при вычислении $V_{ij}^{(+)}(R)$ / выполнено численно.

Результаты расчетов представлены на рис.1. Заметим, что для мезомолекул с одинаковыми ядрами /например, $dd\mu$ /, вследствие дополнительной симметрии волновой функции $\Psi_{J\nu}(\vec{r}, \vec{R})$ относительно перестановки ядер /5/, $V_{[n_1 n_2 m \mu][n_1' n_2' m' \mu]}^{(-)}(R) \equiv 0$. Точ-

ность вычисления матричных элементов определяется точностью численного интегрирования по переменной x и контролировалась путем сравнения полученных значений $V_{ii}^{(-)}(20)$ и $V_{ii}^{(-)}(0)$ с поляризационными сдвигами соответствующих уровней мезоатомов: $\mu t(\mu d)$ и $\mu^5 He(\mu^4 He)$. При шаге интегрирования $\Delta x = 0.1$ относительная погрешность вычисления матричных элементов $\sim 10^{-3}$, что дает возможность вычислять поляризационный сдвиг мезомолекулы с заданной относительной точностью $\sim 10^{-2}$. В таблице представлены вклады различных состояний дискретного спектра задачи двух центров в полный сдвиг уровня энергии, найденные путем численного интегрирования матричных элементов $V_{ij}(R)$ с функциями

Вклады $\Delta E_{ij}^{(-)}$ различных состояний $j=(N\ell m)$ дискретного спектра задачи двух центров в поляризационные сдвиги уровней $\Delta E_{11}^{V.P.}$ мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$

	$dd\mu$		$dt\mu$	
	$\Delta E_{ij}^{(-)}/\text{мэВ}/$	$\Delta E_{ij}^{(-)}/\text{мэВ}/3/$	$\Delta E_{ij}^{(-)}/\text{мэВ}/$	$\Delta E_{ij}^{(-)}/\text{мэВ}/3/$
$1s6, 1s6$ $2p6, 2p6$	1,47	2	-7,04 -2,83	-7 -3
$1s6, 2s6$ $2p6, 3d6$	-3,02		-0,44 -0,57	
$1s6, 3d6$ $2p6, 4f6$	4,21		7,66 -0,02	
$1s6, 4d6$ $2p6, 5f6$	0,14		0,95 -0,08	
$2s6, 2s6$ $3p6, 3p6$	1,16		1,12	
$\Delta E_{J\nu}^{(-)} = \sum_{j\lambda i} \Delta E_{ij}^{(-)}$	3,96		-1,25	
$\Delta E_{J\nu}^{(+)}$	6,02	6	7,79	7
$\Delta E_{J\nu}^{V.P.} = \Delta E_{J\nu}^{(-)} + \Delta E_{J\nu}^{(+)}$	9,98	8	6,54	-3

Расчет проведен при следующих значениях констант: $m_\mu = 206,769 m_e$, $M_d = 3670,481 m_e$, $M_t = 5496,918 m_e$, $2R\mu = 27,2107$ эВ, $1/\alpha = 137,0388$.

$\chi_i(R)$, $\chi_j(R)$ по формулам /56/, отдельно выписаны вклады $\Delta E_{ij}^{(-)}$ в поправку $\Delta E_{J\nu}^{(-)} = \sum \Delta E_{ij}^{(-)} = \sum (2-\delta_{ij}) \int_0^\infty dR \chi_i(R) \chi_j(R) [V_{ij}^{(-)}(R) - \Delta E_{1s}^{V.P.} \delta_{ij}]$ и поправка $\Delta E_{J\nu}^{(+)} = \int_0^\infty \sum_i \chi_i^2(R) V^{(+)}(|\vec{R}|) dR$.

Максимальный вклад в сдвиг $\Delta E_{J\nu}^{(-)}$ вносят состояния дискретного спектра с малыми i и j , поскольку с их увеличением волно-

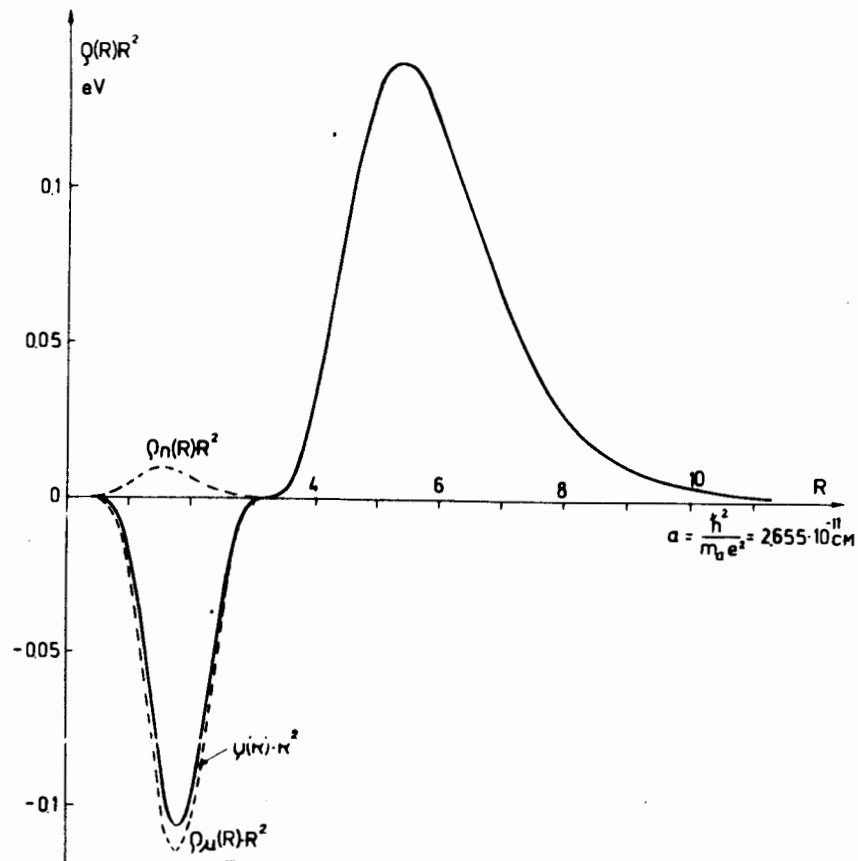


Рис. 2

вые функции $\chi_j(R)$ затухают^{1/5}. Отметим, что вклад от основного состояния $j=1 = \begin{Bmatrix} [000g] \\ [000u] \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} (1s\sigma) \\ (2p\sigma) \end{Bmatrix} \int_0^\infty \chi_1^2(R) V_{11}^{(-)}(R) dR = -2139,17 \text{ мэВ} / -2213,01 \text{ мэВ}$ для $dd\mu$ / в сдвиг $\Delta \mathcal{E}_{JV}^{(-)}$ наибольший по сравнению со всеми остальными состояниями задачи двух центров $|\Delta \mathcal{E}_{ij}^{(-)}| < 10 \text{ мэВ}$ $i \neq j \neq 1$, см. таблицу/, но он почти полностью компенсируется вычитанием поляризационного сдвига для мезоатома $\Delta \mathcal{E}_{1s}^{V.P.}(\mu) = -2129,30 \text{ мэВ} / \Delta \mathcal{E}_{1s}^{V.P.}(d\mu) = -2214,46 \text{ мэВ}/$. Поэтому матричные элементы для основного состояния необходимо вычислить с большой относительной точностью $\sim 10^{-5}$, что достигалось уменьшением шага интегрирования по x до величины $\Delta x = 0,05$. В таблице приведены также полученные ранее сдвиги $\Delta \mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dd\mu)$ и $\Delta \mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dt\mu)$ ^{20/},

которые следует воспринимать лишь как оценку, поскольку погрешность вычислений была порядка величины самого эффекта. Вследствие частичного сокращения поправок $\Delta \mathcal{E}_{ij}^{(-)}$ друг с другом различие между величиной $\Delta \mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dd\mu)$ и оценкой работы^{20/} оказалось незначительным.

На рис. 2 представлена величина

$$\rho(R)R^2 = \rho_n(R)R^2 + \rho_\mu(R)R^2$$

$$\rho_n(R)R = V^{(+)}(R) \sum_i \chi_i^2(R), \quad \rho_\mu(R)R = \sum_{\substack{i,j \\ (j \geq i)}} (2 - \delta_{ij}) \chi_i(R) V_{ij}^{(-)}(R) \chi_j(R) - \Delta \mathcal{E}_{1s}^{V.P.} \quad /8/$$

характеризующая распределение поляризационного заряда в мезомолекуле $dt\mu$, вследствие рождения виртуальных электрон-позитронных пар, как функция расстояния между ядрами R .

4. Вычисленные сдвиги для мезомолекул $dt\mu$ и $dd\mu$ соответственно равны $\Delta \mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dt\mu) = 6,5 \text{ мэВ}$ и $\Delta \mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dd\mu) = 10 \text{ мэВ}$. Вклады неучтенных матричных элементов $V_{ij}^{(-)}(R)$ по оценкам составляют величину порядка принятой погрешности вычислений $\sim 10^{-1} \text{ мэВ}$.

Особенностью эффекта является его большой относительный вклад в кулоновскую энергию связи мезомолекулы $\sim 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-3}$ /в мезоатомах $\sim 10^{-4}$ /^{21/}/. В настоящее время возможности экспериментального исследования этого эффекта здесь ограничены не отсутствием надежной информации по факторам ядер d и t , в отличие от мезоатомов $(\mu^4\text{He})_{2s}^{+22/}$, а погрешностями расчетов кулоновских энергий связи 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, В.Г.Зинову - за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.839.
2. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.460.
3. Быстрицкий В.М. и др. ЖЭТФ, 1981, 80, с.1700.
4. Пономарев Л.И. ОИЯИ, Р4-81-800, Дубна, 1981.
5. Виницкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, с.698.
6. Bakalov D. Phys.Lett., 1980, 93, p.265.
7. Бакалов Д. ЖЭТФ, 1980, 79, с.1149.
8. Бакалов Д., Виницкий С.И., Мележик В.С. ЖЭТФ, 1980, 79, с.1629.
9. Богданова Л.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, с.1191.

10. Бакалов Д., Мележик В.С. ОИЯИ, Р4-81-835, Дубна, 1981.
11. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. "Наука", М., 1971 часть 2.
12. Галанин А.Д., Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1952, 86, с.251.
13. Сомов Л.Н. ОИЯИ, Р4-81-851, Дубна, 1981.
14. Uehling E.A. Phys.Rev., 1935, 48, p.55.
15. Serber R. Phys.Rev., 1935, 48, p.49.
16. Källén G., Sabry A.K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1955, 29, p.17.
17. Fullerton L.W., Rinker A., Jr. Phys.Rev., 1976, A13, p.1283.
18. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. "Наука", М., 1976.
19. Пономарев Л.И., Пузынина Т.П. ОИЯИ, Р4-5040, Дубна, 1970.
20. Melezhik V.S., Ponomarev L.I. Phys.Lett., 1978, 77B, p.217.
21. Borie E., Rinker G.A. Rev.Mod.Phys., 1982, 54, p.67.
22. Bertin A. et al. Phys.Lett., 1975, B55, p.411.

рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1982 года.

Мележик В.С. Р4-82-410
Эффекты поляризации вакуума в мезомолекулах $dd\mu$ и $dt\mu$

Вычислены сдвиги $\Delta\mathcal{E}_{J\nu}^{V.P.}$ энергии $\mathcal{E}_{J\nu}$ слабосвязанных состояний ($J=\nu=1$) мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$, обусловленные поляризацией электрон-позитронного вакуума: $\Delta\mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dd\mu) = 10$ мэВ и $\Delta\mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dt\mu) = 6,5$ мэВ. Вычисления выполнены в адиабатическом представлении задачи трех тел, учтены 8 основных состояний дискретного спектра задачи двух центров.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Melezhik V.S. Р4-82-410
Vacuum Polarization Effects in $dd\mu$ and $dt\mu$ Mesic Molecules

Vacuum polarization corrections $\Delta\mathcal{E}_{J\nu}^{V.P.}$ to the energy levels $\mathcal{E}_{J\nu}$ of weakly bound states ($J=\nu=1$) of $dd\mu$ and $dt\mu$ mesic molecules have been calculated: $\Delta\mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dd\mu) = 10$ meV and $\Delta\mathcal{E}_{11}^{V.P.}(dt\mu) = 6.5$ meV. The calculations have been performed in the adiabatic representation of the three-body problem with the account of 8 main states of the two-centre quantum mechanics problem.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.