

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-84-642

С.И.Виницкий, А.Д.Гочева, В.В.Гусев<sup>1</sup>,  
В.С.Мележик, Л.И.Пономарев<sup>2</sup>, И.В.Пузынин,  
Т.П.Пузынина, Л.Н.Сомов

ПРЕЦИЗИОННЫЕ  
ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭНЕРГИЙ СЛАБОСВЯЗАННЫХ  
ВРАЩАТЕЛЬНО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ  
СОСТОЯНИЙ МЕЗОМОЛЕКУЛ  $dd\mu$  И  $dt\mu$

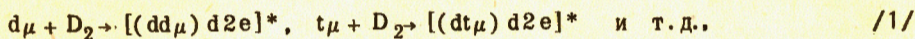
Направлено в журнал "Physics Letters"

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий, Протвино

<sup>2</sup> Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова,  
Москва

1984

1. Для вычисления скоростей резонансного образования мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  в реакциях <sup>1-4/</sup>



а также для интерпретации результатов новых экспериментов <sup>5-7/</sup>, в которых изучались реакции <sup>1/</sup>, необходимо с высокой точностью знать энергии слабосвязанных состояний мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$  с полным моментом  $J = 1$  и колебательным квантовым числом  $v = 1$ . Расчеты нерелятивистских уровней энергии были начаты нами в 1973 г. <sup>8/</sup>, продолжены в работах <sup>9-11/</sup> и в настоящее время завершены в данной работе. Далее мы будем следовать обозначениям работы <sup>11/</sup> и обзора <sup>12/</sup>.

2. Нерелятивистский гамильтониан  $\hat{H}$  и волновая функция  $\Psi_{Jv}(\vec{r}, \vec{R})$  системы трех частиц, состоящей из двух ядер изотопов водорода с массами  $M_a \geq M_b$ , удаленных на расстояние  $R$  друг от друга, и  $\mu^-$ -мезона с массой  $m_\mu$ , удаленного на расстояние  $r$  от середины отрезка  $R$ , имеют вид

$$\hat{H} = \hat{T}_a + \hat{W}_a, \quad \hat{T}_a = -(2M_0)^{-1} \left\{ \nabla_{\vec{R}}^2 + \frac{\kappa}{2} \nabla_{\vec{r}}^2 - \left( \frac{1+\kappa}{2} \right)^2 \Delta_{\vec{r}}^2 \right\},$$

$$\hat{W}_a = \hat{h}_a + R^{-1}, \quad \hat{h}_a = -(2m_a)^{-1} \Delta_{\vec{r}} - r_a^{-1} - r_b^{-1}, \quad /2/$$

$$m_a^{-1} = m_\mu^{-1} + M_a^{-1}, \quad M_0^{-1} = M_a^{-1} + M_b^{-1}, \quad \kappa = (M_b - M_a) / (M_b + M_a);$$

$$\Psi_{Jv}(\vec{r}, \vec{R}) = \sum_{m=0}^J \mathcal{D}_{mm}^J(\Phi, \theta, \varphi) R^{-1}.$$

$$\sum_{p=g,u} \sum_{n_2=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n_1=0}^{\infty} \phi_{n_1 n_2 mp}(\xi, \eta; R) \chi_{n_1 n_2 mp}^{Jv}(R) + \int_0^\infty dk \phi_{n_2 mp}(\xi, \eta; k, R) \cdot \chi_{n_2 mp}^{Jv}(k, R) \right\}, \quad /3/$$

где  $\xi = (r_a + r_b)/2$  и  $\eta = (r_a - r_b)/2$  - сфероидальные координаты вектора  $\vec{r} = \{\xi, \eta, \phi\}$ ;  $\varphi$  - угол поворота вокруг вектора  $\vec{R} = \{R, \theta, \Phi\}$ ,  $\mathcal{D}_{mm}^J(\Phi, \theta, \varphi)$  - симметризованные и нормированные функции Вигнера,  $m$  и  $m_J$  - проекции момента  $\vec{J}$  на оси  $\vec{R}$  и  $Z$  неподвижной системы координат,  $\phi_{n_1 n_2 mp}(\xi, \eta; R) e^{\pm i m \varphi} / \sqrt{2\pi}$  и  $\phi_{n_2 mp}(\xi, \eta; k, R) e^{\pm i m \varphi} / \sqrt{2\pi}$  - собственные функции гамильтониана  $\hat{h}_a$  задачи двух центров

квантовой механики /18/, соответствующие наборам  $i = [n_1 n_2 m]$  квантовых чисел дискретного спектра и  $s = [n_2 m]$  непрерывного спектра с импульсом  $k$ .

Уравнение Шредингера с гамильтонианом /2/ для волновой функции /3/ после усреднения по угловым переменным  $\{\theta, \Phi\}$  и координатам мюона  $\vec{r}$  сводится к бесконечной системе обыкновенных дифференциальных уравнений для функций  $\chi_i(R)$  и  $\chi_s(k, R)$  на полуоси  $0 \leq R < \infty$  /в единицах  $e = \hbar = m_a = 1$ / /11/:

$$\begin{aligned} & \hat{I} \left( \frac{d^2}{dR^2} + 2M\tilde{\epsilon}_{Jv} - \frac{J(J+1) - 2m^2}{R^2} \right) - U_{ii}(R) \chi_i(R) = \\ & = \sum_{j \neq i} U_{ij}(R) \chi_j(R) + \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^{\infty} dk U_{is}(k, R) \chi_s(k, R), \\ & \hat{I} \left( \frac{d^2}{dR^2} + 2M\tilde{\epsilon}_{Jv} - \frac{J(J+1) - 2m^2}{R^2} \right) - U_{ss}(k, R) \chi_s(k, R) = \\ & = \sum_{j \neq i} U_{sj}(k, R) \chi_j(R) + \sum_{s' \neq s} \int_0^{\infty} dk' U_{ss'}(k, k', R) \chi_{s'}(k', R), \end{aligned} \quad /4/$$

где  $M = M_0 / m_a$ , а энергия  $\tilde{\epsilon}_{Jv} = E - E_a$  отсчитывается от энергии  $E_a = -\frac{1}{2}$  основного состояния мезоатома ( $m, M_a$ ). Система уравнений записана в "двухкомпонентной форме" /11/

$$\hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \chi_i = \chi_{ip} = \begin{pmatrix} \chi_{ig} \\ \chi_{iu} \end{pmatrix}, U_{ij} = U_{ipjp'} = \begin{pmatrix} U_{igig}, U_{igju} \\ U_{iuig}, U_{iuju} \end{pmatrix} \text{ и т.д.}$$

Эффективные потенциалы  $U_{ij}(R)$ ,  $U_{is}(k, R)$ ,  $U_{sj}(k, R)$  и  $U_{ss'}(k, k', R)$  задачи трех тел в адиабатическом представлении выражаются через матричные элементы оператора  $T_a + h_a$  по волновым функциям  $\phi_i(\vec{r}; R)$  и  $\phi_s(\vec{r}; k, R)$  задачи двух центров /11, 12/.

3. Задачу /4/ аппроксимируем регулярной задачей Штурма-Лиувилля для конечного числа уравнений  $2 \cdot N_m$  на конечных интервалах  $0 \leq R \leq R_m$ ,  $k_0 \leq k \leq k_m$  /11, 14/:

$$\begin{aligned} & \hat{I} \left( \frac{d^2}{dR^2} + 2M\tilde{\epsilon}_{Jv} - \frac{J(J+1) - 2m^2}{R^2} \right) - U_{ii}(R) \chi_i(R) = \\ & U_{i1}(R) \chi_1(R) + \sum_{s=1}^{N_s} \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} U_{is}(k_{\alpha}, R) \chi_s(k_{\alpha}, R), \\ & \hat{I} \left( \frac{d^2}{dR^2} + 2M\tilde{\epsilon}_{Jv} - \frac{J(J+1) - 2m^2}{R^2} \right) - U_{ss}(k_{\alpha}, R) \chi_s(k_{\alpha}, R) = \\ & = U_{s1}(k_{\alpha}, R) \chi_1(R), \end{aligned} \quad /6/$$

$i = 1, 2, \dots, N_i$ ;  $s = 1, 2, \dots, N_s$ ;  $N_m = N_i + N_s \cdot N$ ,

с граничными условиями

$$\chi_i(0) = \chi_s(k_{\alpha}, 0) = 0,$$

$$\left. \frac{d}{dR} \chi_i(R) / \chi_i(R) \right|_{R=R_m} = \left. \frac{d}{dR} \chi_s(k_{\alpha}, R) / \chi_s(k_{\alpha}, R) \right|_{R=R_m} = -\sqrt{-2M\tilde{\epsilon}_{Jv}}. \quad /6a/$$

Эффективные потенциалы  $U_{ij}(R)$ ,  $U_{s1}(k_{\alpha}, R)$  вычислены в работах /15, 16/ с абсолютной точностью  $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$  на сетке узлов:  $R = 0.1/0.1/20/1/100$ ,  $k_{\alpha} = 0.1/0.1/3/0.5/10$ , т.е.  $R_m = 100$ ,  $k_1 = 0.1$  и  $k_N = 10$ . В уравнениях /5/ проведена дискретизация непрерывного спектра задачи двух центров, т.е. осуществлена замена

$$\int_{k_0}^{k_m} dk U_{is}(k, R) \chi_s(k, R) \rightarrow \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} U_{is}(k_{\alpha}, R) \chi_s(k_{\alpha}, R). \quad /7/$$

где коэффициенты  $C_{\alpha}$  определяются используемой квадратурной формулой. Матрица эффективных потенциалов имеет специальную структуру: в ней опущены элементы  $U_{ss'}(k, k', R)$  при  $k \neq k'$  и  $s \neq s'$ ,  $U_{ij}(R)$  - при  $i \neq j \neq 1$  и  $U_{is}(k, R)$  - при  $i \neq 1$ .

Число уравнений  $2 \times N_m = 2 \times (N_i + N_s \times N)$  в системе /6/ равно  $2 \times N_m = 844$ . При этом число базисных функций  $\phi_i(\xi, \eta; R)$  дискретного спектра задачи двух центров равно  $2 \times N_i = 2 \times 26 = 52$ . В их число входят все состояния  $i = [n_1 n_2 m]$  с квантовыми числами  $n = n_1 + n_2 + m \leq 4$  с  $m \leq 1$ , а также состояния  $i = [400]$ ,  $[310]$ ,  $[220]$ ,  $[301]$  и  $[211]$  оболочки  $n = 5$  и состояния  $[500]$ ,  $[410]$ ,  $[320]$  и  $[401]$  оболочки  $n = 6$ . Число базисных функций непрерывного спектра значительно больше:  $2 \times (N \times N_s) = 2 \times (44 \times 9) = 792$ , поскольку при каждом из  $N_s = 9$  наборов квантовых чисел  $s = [n_2 m]$  / $m = 0$ ,  $n_2 = 0/1/4$  и  $m = 1$ ,  $n_2 = 0/1/3$ , т.е. для каждого из  $(5+4) \times 2 = 18$  наборов/ использовалось  $N = 44$  функции  $\phi_{n_2 m}(\xi, \eta; k, R)$  при значениях  $k = k_{\alpha} = 0.1/0.1/3/0.5/10$ .

Задача вычисления  $\tilde{\epsilon}_{Jv} = \tilde{\epsilon}_{Jv} + \Delta \tilde{\epsilon}_{Jv}$  для системы /4/ сводится, таким образом, к вычислению  $\tilde{\epsilon}_{Jv}$  из урезанной системы /6/ и аккуратному учету поправок  $\Delta \tilde{\epsilon}_{Jv}$  к  $\tilde{\epsilon}_{Jv}$ , обусловленных переходом от системы /5/ к системе /6/. Результаты расчетов приведены в таблице.

4. При решении системы уравнений /6/ использованы численные алгоритмы /14, 17/, основанные на непрерывном аналоге метода Ньютона, с конечно-разностной аппроксимацией дифференциальных операторов  $\sim O(h^4)$ . Достигнутая точность вычисления  $\tilde{\epsilon}_{11}$  составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  эВ, что при глубине эффективных потенциалов  $\sim 600$  эВ соответствует относительной точности  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ .

Поправки  $\Delta \tilde{\epsilon}_{11}(h \rightarrow 0) \sim h^4$  вычислены экстраполяцией по Ричардсону по трем значениям  $\tilde{\epsilon}_{11}$ , найденным при решении системы /6/ на разностных сетках:  $R = 0.1/0.1/20/1/100$ ,  $R = 0.2/0.2/20/1/100$  и  $R = 0.5/0.5/20/1/100$ .

Таблица

Составляющие энергии  $\mathcal{E}_{Jv}$  /эВ/ состояний  $J = v = 1$   
 мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$ \*

	$dd\mu$	$dt\mu$
$\mathcal{E}_{11}$	-1,9125	-0,6207
$\Delta\mathcal{E}_{11}(h \rightarrow 0)$	0,0002	0,0002
$\Delta\mathcal{E}_{11}(R_m \rightarrow \infty)$	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$
$\Delta\mathcal{E}_{11}(\Delta k \rightarrow 0)$	0,0022	0,0020
$\Delta\mathcal{E}_{11}(N_i \rightarrow \infty, k_0 \rightarrow 0)$	-0,0413	-0,0368
$\Delta\mathcal{E}_{11}(N_s \rightarrow \infty)$	-0,0021	-0,0021
$\Delta\mathcal{E}_{11}(i \neq j \neq 1)$	-0,0022	+0,0018
$\Delta\mathcal{E}_{11}$	-0,0432	-0,0349
$\mathcal{E}_{11}^{rel}$	-1,956	-0,656
$\Delta\mathcal{E}_{11}^{rel}$	0,0097	0,0220
$\epsilon_{11}$	-1,946	-0,634

\* Все вычисления выполнены при значениях масс частиц  $m_\mu = 206,769$ ,  $M_d = 3670,481$ ,  $M_t = 5496,918$  и  $R_y = 13,6054$  эВ. Релятивистские поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}^{rel}$  вычислены в работе<sup>/21/</sup>. Значение энергии уровня с учетом релятивистских поправок  $\epsilon_{11} = \mathcal{E}_{11} + \Delta\mathcal{E}_{11}^{rel}$ .

Поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}(R_m \rightarrow \infty)$ , обусловленные заменой полубесконечного интервала  $0 \leq R < \infty$  конечным  $0 \leq R \leq R_m$  с граничными условиями /6а/ в точке  $R = R_m$  при  $R_m = 100$ , пренебрежимо малы / $<10^{-6}$  эВ/.

Поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}(\Delta k \rightarrow 0) \sim (\Delta k)^2$ , обусловленные дискретизацией /7/ непрерывного спектра задачи двух центров по формуле центральных прямоугольников, найдены по результатам двух вычислений  $\mathcal{E}_{11}$ , выполненных на сетках узлов  $k_\alpha = 0.1/0.1/3/0.5/10$  и  $k_\alpha = 0.2/0.2/3/0.5/10 / k_0 = 0.05$  и  $k_0 = 0.1$  соответственно/.

Наиболее существенны поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}(N_i \rightarrow \infty, k_0 \rightarrow 0)$  и  $\Delta\mathcal{E}_{11}(N_s \rightarrow \infty)$ , обусловленные конечной размерностью  $N_i$  и  $N_s$  используемого базиса. Для вычисления первой из них использована интерполяционная процедура, предложенная в работе<sup>/18/</sup>. Вторая поправка

$\Delta\mathcal{E}_{11}(N_s \rightarrow \infty) = \sum_{n_2=5}^{\infty} \mathcal{E}(n_2)$  получена экстраполяцией по  $n_2$  вычисленных вкладов  $\mathcal{E}(n_2)$  состояний  $n_2 = 2, 3, 4 / m = 0/$  и  $n_2 = 1, 2, 3 / m = 1/$  при  $n_2 \rightarrow \infty$ , которые с хорошей точностью описываются формулой  $\mathcal{E}(n_2) \approx \exp(-2,2 \cdot n_2)$ .

Поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}(i \neq j \neq 1) \sim (2M)^{-3}$  обусловлены вкладом потенциалов  $i \neq j \neq 1$ . Около 2/3 их величины обусловлены вкладом потенциалов  $U_{ij}(R) i \neq j \neq 1$  дискретного спектра задачи двух центров, а 1/3 - вкладом потенциалов  $U_{ss}(k, k', R)$  при  $k \neq k'$ .

Поправки  $\Delta\mathcal{E}_{11}(k_m \rightarrow \infty)$  пренебрежимо малы<sup>/11,12/</sup>.

В таблице приведены также сумма всех перечисленных поправок  $\Delta\mathcal{E}_{11}$  и искомая величина  $\mathcal{E}_{11} = \mathcal{E}_{11} + \Delta\mathcal{E}_{11}$ .

Все поправки вычислены на сетке узлов  $R = 0.1/0.1/20/1/100$  с граничными условиями /6а/ с точностью, лучшей, чем 0,0005 эВ. Поэтому погрешность приведенных значений  $\mathcal{E}_{11}$  не превышает 0,001 эВ.

5. Вычисленные значения  $\mathcal{E}_{11}$  на сегодняшний день являются наиболее точными. Они отличаются от опубликованных нами ранее<sup>/11/</sup> менее, чем на 0,05 эВ для  $dd\mu$  и на 0,02 эВ - для  $dt\mu$ . В последнее время появились также два вариационных расчета

$$\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1,95 \pm 0,05 \text{ эВ} \text{ и } \mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -0,6 \text{ эВ}^{/19/},$$

$$\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1,87 \text{ эВ} \text{ и } \mathcal{E}_{11}(dt\mu) < -0,22 \text{ эВ}^{/20/}$$

Достигнутая нами абсолютная точность вычислений 0,001 эВ соответствует относительной точности  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ , т.е. сопоставима с погрешностью в значении массы мюона /см. таблицу/.

Найденные значения  $\mathcal{E}_{11}$  вместе с релятивистскими поправками  $\Delta\mathcal{E}_{11}^{rel}$ , вычисленными в работе<sup>/21/</sup> /они приведены в десятой строке таблицы/, могут служить теоретической базой для экспериментальных методов изучения характеристик трехчастичных систем, основанных на явлении мюонного катализа<sup>/22/</sup>. Их можно также использовать для калибровки других методов расчета трехчастичных систем.

Авторы благодарны Д.И.Абрамову, Д.Бакалову, Л.Н.Богдановой, С.С.Герштейну, М.Касчиеву, И.В.Комарову, С.Ю.Славянову, Н.Ф.Трусовой, М.П.Файфману за помощь на различных этапах работы.

Мы признательны Д.И.Блохинцеву, Н.Н.Боголюбову, В.П.Джелепову, Н.Н.Говоруну, М.Г.Мещерякову и В.А.Мещерякову за многолетнюю поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ponomarev L.I. Proc. of X European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, USSR, 1981, vol.11, Sept. 14-19.
2. Bracci L., Fiorentini G. Phys.Rep., 1982, 86, p.171.
3. Proc. of the Third.Int.Conf. on Emerging Nucl.Energy Syst. June 7-9, 1983, Helsinki. Atomkernenergie, 1983, vol.43(3).

4. Contributions to the Muon-Catalyzed Fusion Workshop. June 7-8, 1984, Jackson, Wyoming, USA.
5. Kammel P. et al. Phys.Lett.. 1982. 112B, p.319; Phys.Rev., 1983, A28, p.2611;
6. Jones S.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.1757.
7. Balin D.V. et al. Phys.Lett., 1984, 141B, p.171.
8. Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П. ЖЭТФ, 1973, 65, с.28.
9. Виноцкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1978, 74, с.849.
10. Виноцкий С.И. и др. ОИЯИ, Р4-10336, Дубна, 1976; Виноцкий С.И., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1977, 72, с.1670.
11. Виноцкий С.И. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, с.696.
12. Виноцкий С.И., Пономарев Л.И. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.6, с.1336.
13. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. "Наука", М., 1976.
14. Melezhik V.S. et al. J.Comp.Phys., 1984, 54, p.221; Мележик В.С., Сомов Л.Н. ОИЯИ, Р11-81-856, Дубна, 1981.
15. Ponomarev L.I., Puzynina T.P., Truskova N.F. J.Phys., 1978, B11, p.3861.
16. Ponomarev L.I., Puzynina T.P., Somov L.N. J.Phys., 1977, B10, p.1335; Абрамов Д.И., Гусев В.В. Препринт ИФВЭ, 84-148, Протвино, 1984.
17. Виноцкий С.И., Гочева А.Д., Пузынин И.В. ОИЯИ, Р11-82-315, Дубна, 1982.
18. Виноцкий С.И., Мележик В.С., Пономарев Л.И. ЖЭТФ, 1982, 82, с.670.
19. Фролов А.М., Эфрос В.Д. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с.449.
20. Bhatia A.K., Drachman R.J. /см. /4/ с.90/.
21. Бакалов Д.Д. и др. ОИЯИ, Р4-83-875, Дубна, 1983.
22. Ponomarev L.I., Vorobyov A.A. Talk on 10th Eur.Conf. on Few Body Problem. Tbilisi, August 35-31, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 сентября 1984 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

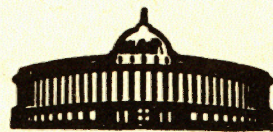
Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the *JINR Communications* and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.  
Theoretical physics.  
Experimental techniques and methods.  
Accelerators.  
Cryogenics.  
Computing mathematics and methods.  
Solid state physics. Liquids.  
Theory of condensed matter.  
Applied researches.

Being a part of the *JINR Communications*, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

*JINR Rapid Communications* will be issued regularly.



Виницкий С.И. и др. P4-84-642  
Прецизионные вычисления энергий слабосвязанных  
вращательно-колебательных состояний мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$

Вычислены нерелятивистские энергии  $\mathcal{E}_{Jv}$  слабосвязанных вращательно-колебательных состояний  $J=v=1$  мезомолекул  $dd\mu$  и  $dt\mu$ :  $\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1,956$  эВ и  $\mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -0,656$  эВ с точностью 0,001 эВ. Учет релятивистских эффектов и конечных размеров ядер приводит к следующим значениям энергии этих состояний:  $\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1,946$  эВ и  $\mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -0,634$  эВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Vinitsky S.I. et al. P4-84-642  
High Accuracy Energy-Level Calculations  
of the Rotational-Vibrational Weakly Bound States  
of  $dd\mu$  and  $dt\mu$  Mesic Molecules

Calculations are performed of the nonrelativistic energies  $\mathcal{E}_{Jv}$  of rotational-vibrational weakly bound states  $J=v=1^v$  of  $dd\mu$  and  $dt\mu$  mesic molecules:  $\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1.956$  eV and  $\mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -0.656$  eV with an accuracy of 0.001 eV. With the relativistic effects and nuclear finite size corrections taking into account the result is:  $\mathcal{E}_{11}(dd\mu) = -1.946$  eV and  $\mathcal{E}_{11}(dt\mu) = -0.634$  eV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984