КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.18

ПОЛЯРИЗАЦИЯ АТОМА ВОДОРОДА И ДЕЙТРОНА ПРИ ИХ РАССЕЯНИИ НА ЦЕНТРАЛЬНОМ КУЛОНОВСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

В. В. Комаров, А. М. Попова, Ф. И. Карманов, И. В. Фарнакеев, В. Л. Шаблов, Ю. Ю. Шитков

(НИИЯФ)

На основании метода многочастичных функций Грина и асимптотического представления двухчастичной кулоновской функции Грина получено выражение для поляризационного потенциала взаимодействия атома водорода и дейтрона с кулоновской частицей.

При взаимодействии стабильной квантовой системы, состоящей из заряженных фрагментов, с кулоновским центральным полем возникает ее поляризация. Для описания этого явления в ряде работ [1—3] рассматривался поляризационный потенциал взаимодействия двухфрагментной системы с кулоновской частицей. Был предложен теоретический метод получения константы поляризационного потенциала на основе формализма многочастичных функций Грина и асимптотического представления двухчастичной кулоновской функции Грина вида

$$g^c(\mathbf{r},\ \mathbf{r}',\ z) \xrightarrow[|\mathbf{kr}|\gg 1;\ |\mathbf{kr}'|\gg 1]{} \frac{1}{z}\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'), \tag{1}$$

которое справедливо в области относительных расстояний, удовлетворяющих соотношению $|\mathbf{kr}|\gg 1$, где k — волновое число.

В указанных предположениях выражение для поляризационного потенциала кулоновского центра по отношению к двухфрагментной системе имеет вид

$$V_{\text{pol}}(\rho) = \langle \Phi_{lm} | V(\rho)\, \widehat{G}(z_{\text{eff}})\, V(\rho) | \Phi_{lm'} \rangle, \tag{2}$$

где $\langle \Phi_{lm}|$ — волновая функция связанного состояния двухфрагментной системы с орбитальным моментом l и проекцией m, $V(\rho)$ — сумма кулоновских потенциалов для каждого из фрагментов, ρ — расстояние от центра масс системы до кулоновского источника,

$$\widehat{G}(z_{\text{eff}}) = G(z_{\text{eff}})Q;\quad Q = \Big[1 - \sum_{mm'} |\Phi_{lm}\rangle \langle \Phi_{lm'}|\Big]$$

— двухчастичная кулоновская функция Грина, $z_{\text{eff}} = z - QVQ$ — эффективная энергия пары [3].

Предложенный метод был применен для получения потенциала поляризационного взаимодействия дейтрона с ядрами [3].

В настоящей работе мы рассмотрим поляризационный потенциал взаимодействия атома водорода или дейтрона с ядром, имеющим заряд Z. Для этого сначала получим асимптотику двухчастичной кулоновской функции Грина, используя метод, отличный от предложенного в работах [1, 2].

Будем исходить из уравнения Шрёдингера для двухчастичной системы с потенциалом вида $V(r)=\alpha/r$. Перейдя от переменной r к переменной $\lambda=kr$, получим

$$[1+\Delta-2\eta/\lambda]\,\Psi(\lambda)=0, \tag{3}$$

где η — кулоновский параметр задачи, Δ — оператор Лапласа. Следовательно, в области расстояний, удовлетворяющих условию $\lambda\gg|\eta|$, $\lambda\gg 1$, кулоновский потенциал является малой поправкой к энергии системы. Это значит, что в указанной области координатного пространства кулоновская функция Грина может быть заменена свободной функцией Грина. Далее, рассмотрим интеграл

$$I(r)=-\frac{m}{2\pi}\int d\mathbf{r}'\,\frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\,f(\mathbf{r}'), \tag{4}$$

в котором в явном виде содержится ядро свободной двухчастичной функции Грина в координатном представлении. Тогда, применяя асимптотические методы [4], находим лидирующий член асимптотического разложения интеграла по параметру λ^{-1} в виде

$$\frac{mr^2}{2\pi\lambda^2}\,f(\mathbf{r})\cdot 4\pi=\frac{2m}{k^2}\,f(\mathbf{r})=\frac{1}{Z}\,f(\mathbf{r}). \tag{5}$$

Для вычисления поляризационного потенциала взаимодействия атома водорода в основном состоянии с кулоновской частицей воспользуемся выражением (2). Раскладывая двухчастичную кулоновскую функцию Грина для оператора энергии водорода по парциальным волнам, получаем

$$V_{\text{pol}}(\rho)=\sum_{l=1}^{\infty}\frac{(Ze^2)^2}{\rho^{2l+2}}\,\gamma_l, \tag{6}$$

$$\gamma_l=\frac{4}{2l+1}\int_0^{\infty}dr\int_0^{\infty}dr'\exp\{-\alpha(r+r')\}\,r^2\cdot r'^2 g^l(r,\ r',\ z), \tag{7}$$

$$g^l(r,\ r',\ z)=2\,(2iq)^{2l+1}\,(rr')^{l+1}\sum_{n=l+1}^{\infty}\frac{(n-l-1)!}{(n+1)!}\times$$

$$\times\frac{1}{n+i\eta}\exp\{iq(r+r')\}\,L_{n-l-1}^{2l+1}(-2iqr)\,L_{n-l-1}^{2l+1}(-2iqr'), \tag{8}$$

где $q=\sqrt{2z}$, $m=1$ (а. е), $\alpha=1$ (а. е.), L — полином Лагерра. В представлении (6) отсутствует вклад S-волны из-за его малости. Учитывая, что [5]

$$\int_0^{\infty}dx\cdot x^{\alpha_i}\exp\{-px\}\,L_n^{\alpha_i}(cx)=\frac{\Gamma(\alpha_i+1+n)\,(p-c)^n}{n!\,p^{n+\alpha_i+1}}, \tag{9}$$

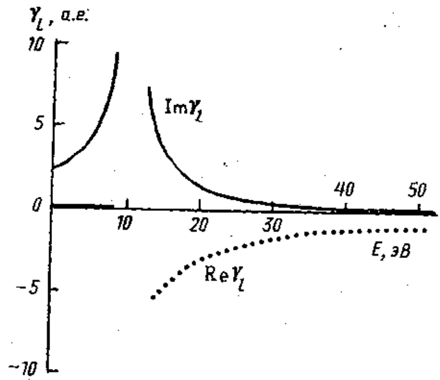
получим

$$\gamma_l=-8\,(2l)!\,(-2ik)^{2l+1}\left(\frac{d^2}{dp_1dp_2}\,A_l\right)_{p_1=p_2=1-ik},$$

$$A_l=\frac{1}{l+1+i\eta}\,\frac{1}{(p_1p_2)^{2l+2}}\,{}_2F_1(2l+2,\ l+1+i\eta;\ l+2+i\eta;\ x_1x_2),$$

$$x_i=\frac{p_i+2ik}{p_i}.$$

Из формулы (10) следует, что при $z \approx -\frac{1}{2}$ (а. е.), $k \cong i$ константа статического поляризационного потенциала $\gamma_l = 9/4$, что совпадает с известным значением [6].



Зависимость константы поляризационного потенциала для системы водород—ион от энергии

Полученное нами представление (10) справедливо для любых энергий и l при выполнении условия $|k\rho| \gg 1$, $z \neq -1/(2n^2)$, $n=2, 3$. Зависимость величины γ_l (дипольное приближение) от энергии приведена на рисунке. Отметим, что величина Reγ_l становится отрицательной при энергиях выше порога ионизации вследствие эффектов виртуального развала атома водорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карманов Ф. И., Шаблов В. Л.//Расчетные исследования экспериментальных и энергетических установок. Обнинск, 1993. № 5. С. 133.
2. Komarov V. V., Popova A. M., Karmanov F. I., Shablov V. L. XVIII Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions. Aarthus, Denmark, 1993. Book of Abstracts. P. 647.
3. Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л., Карманов Ф. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 3. С. 3.
4. Федорюк М. В. Асимптотика: Интегралы и ряды. М., 1987.
5. Hostler L. C.//J. Math. Phys. 1970. 11. P. 2966.
6. Бэрк Ф. Потенциальное рассеяние в атомной физике. М, 1980.

Поступила в редакцию
09.12.94
В окончательной редакции
04.09.95