

ŞREDİNGER TƏNLIYININ VUDS-SAKSON VƏ KULON POTENSİALLARININ XƏTTİ CƏMİ ÜÇÜN HƏLLİ

İsmayılova Z.S., Bədəlov V.H.

Bakı Dövlət Universiteti

zismayilova209@gmail.com

Sferik simmetrik standart Vuds-Sakson potensialı [1]

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}}, a \ll R_0 \quad (1)$$

şəklindədir, burada V_0 - potensial çuxurun dərinliyi, R_0 - potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a - isə nüvənin səth təbəqəsinin qalınlığıdır və o, ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur.

Vuds-Sakson və Kulon potensiallarının xətti cəmi üçün radial Şredinger tənliyinin

$$\frac{d^2 u_{nl}(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_{nl} - V_{eff}(r)] u_{nl}(r) = 0 \quad (2)$$

analitik həlli nüvənin nuklonlarla qarşılıqlı təsirinin əlaqəli və səpilmə halları üçün çox əhəmiyyətlidir, burada

$$V_{eff}(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} + \frac{V_C}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (3)$$

effektiv potensialdır. (2) radial Şredinger tənliyini orbital kvant ədədinin ixtiyari qiymətində analitik həll etmək mümkün olmur və buna səbəb (3) münasibətində ikinci və üçüncü hədlərdir. Zommerfeld metodundan istifadə

edərək ixtiyari l – halı üçün (2) tənliyini Pekeris yaxınlaşmasının köməyi ilə analitik həll edib, enerji spektri

$$E_{nl} = C_0 - \frac{\hbar^2}{8\mu a^2} \times \left(\sqrt{\frac{2\mu a^2 C_2}{\hbar^2} + \frac{1}{4}} - n - \frac{1}{2} + \frac{\frac{2\mu a^2 (V_0 - C_1 - C_2)}{\hbar^2}}{\sqrt{\frac{2\mu a^2 C_2}{\hbar^2} + \frac{1}{4}} - n - \frac{1}{2}} \right)^2 \quad (4)$$

və radial dalğa funksiyası tapılmışdır:

$$u_{nl}(z) = N_{nl} z^\varepsilon (1 - z)^\eta {}_2F_1(-n, 2\varepsilon + 2\eta + 1 + n, 2\varepsilon + 1, z),$$

burada ${}_2F_1(-n, 2\varepsilon + 2\eta + 1 + n; 2\varepsilon + 1; z)$ - Qausun hiperhəndəsi funksiyası, N_{nl} – normallaşma sabiti, C_0, C_1, C_2 – kəmiyyətləri spesifik R_0, a potensial parametrlərindən və l orbital kvant ədədindən asılı Pekeris yaxınlaşmasının parametrləri, $\eta = \sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2}$ və n – isə radial kvant ədədidir:

$$n = 0, 1, 2, \dots, \left\lfloor \sqrt{\frac{2\mu a^2 C_2}{\hbar^2} + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} \right\rfloor. \quad (5)$$

(4) fəadəsindən görünür ki, baxılan sistem V_0, V_C, a, R_0 potensial parametrlərindən, radial n və orbital l kvant ədədlərindən asılı məhdud sayda E_{nl} enerji spektrinə malikdir.

Xüsusi halda,

a) (4) münasibətində $V_C = 0$ və $x_e = 0$ olmasını nəzərə alsaq, [3] işindəki enerji spektrinin ifadəsi alınır.

b) (4) münasibətində $x_e = 0$ olması şərtində alınan ifadə $W = 0$ ilə [4] işindəki enerji spektrinin ifadəsinə keçir.

Ədəbiyyat:

1. R.D. Woods, D.S. Saxon, Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering, Phys. Rev. **95**, 577-578, 1954.
2. C.L. Pekeris, The rotation-vibration coupling in diatomic molecules, Phys. Rev. **45**, 98-103, 1934.
3. V.H. Badalov, H.I. Ahmadov, A.I. Ahmadov, Analytical solutions of the Schrödinger equation with the Woods-Saxon potentials for arbitrary l -state, Int. J. Mod. Phys. **E 18**, 631-641, 2009.
4. E. Yazdankish, Bound state solution of the Schrodinger equation for the Woods-Saxon potential plus coulomb interaction by Nikiforov-Uvarov and supersymmetric quantum mechanics methods, Int. J. Mod. Phys. **E 30**, 2150023, 2021.