

КІНЕМАТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРУЖНОГО РОЗСІЮВАННЯ ПОВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНІВ АТОМАМИ, З ВРАХУВАННЯМ СПІН-ОРБІТАЛЬНОЇ ВЗАЄМОДІЇ, В ДІАПАЗОН КУТІВ, ЗАЛЕЖНИЙ ВІД ЕНЕРГІЇ ЗІТКНЕНЬ

Ю.Ю. Білак, Л.Л. Шимон, Є.Ю. Ремета^{*})

Ужгородський національний університет, 88000 Ужгород

^{*}Інститут електронної фізики НАН України, 88000, Ужгород

Розглянуто енергетичну залежність $S(E)$ при розсіюванні електронів атомами (іонами, поверхнею), з врахуванням спін-орбітальної взаємодії, і яку можна отримувати в експериментах з використанням гіпоциклоїдального електронного спектрометра (ГЕС). Для функцій, що відповідають за кінематичні риси розсіювання з переворотом спіну електрона завдяки цій взаємодії отримано аналітичні вирази для перших п'яти ($\ell = 0 \div 4$) парціальних хвиль та зроблено їх аналіз. Наведено графічний вид цих функцій для інтервалів кутів розсіювання в передню та задню напівсфери і які відповідають різним умовам проведення експериментів.

1. Великий інтерес в електрон-атомних зіткненнях представляє область малих енергій (менше потенціалу іонізації), при яких виявляють різні особливості розсіювання. Експериментальні труднощі, що виникають при вивченні такого розсіювання частково усуваються використанням трохоїдального електронного спектрометра [1], а майже повністю при використанні такої його модифікації, яка отримала назву гіпоциклоїдального [2,3]. За допомогою ГЕС вимірюють енергетичні залежності $S(E)$, які відображають параметри експериментальної установки, режими її роботи, містять інформацію про сам процес розсіювання. Вимірювані в експериментах функції $S(E)$ відрізняються від таких звичних понять фізики зіткнень як повний та диференціальний перерізи. Дуже важливим є вивчення функцій $S(E)$, для відокремлення динамічних особливостей розсіювання (зв'язаних з потенціалом взаємодії) від кінематичних (зв'язаних з кутами розсіювання).

Адекватний опис розсіювання електронів важкими атомами (іонами) має бути релятивістським. Найбільш важливою складовою релятивістської взаємодії налітаючого електрона з такими атомними системами є спін-орбітальна взаємодія.

Метою даної роботи було вивчення кінематичних характеристик пружного розсіювання повільних електронів важкими атомами в інтервал кутів, залежний від енергії зіткнень.

2. Відомо, що функція енергетичної залежності $S(E)$ так пов'язана з диференціальним перерізом $d\sigma/d\theta$ пружного розсіювання

$$S(E) = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\theta},$$

$$x_1 = \cos \theta_2, \quad x_2 = \cos \theta_1. \quad (1)$$

Кутовий інтервал, в який відбувається збір розсіяних електронів, задається граничними кутами θ_1 та θ_2 , які є функціями енергії E електронів. Для особливого випадку точкового вводу електронного пучка в область зіткнень [4,5] кути розсіювання в передню напівсферу мають вигляд

$$\theta_{1,2}(E) = \arcsin \sqrt{a_{1,2}/E}, \quad (2)$$

де $a_{1,2}$ константи, які відповідають певним експериментальним умовам (див.[4]). Для дослідження розсіювання електронів назад – в задню напівсферу кутів – в методиках з використанням ГЕС, кути θ_1, θ_2 задаються формулами

$$\theta_{1,2}(E) = 180^\circ \mp \arcsin \sqrt{c/E} \quad (3)$$

Як і в роботі [6] (див. також [5,7]) ми використовуємо такі значення констант $a_1=0,482$ еВ, $a_2=0,508$ еВ і $a_1=0,09487$ еВ, $a_2=0,1546$ еВ, що відповідають напрузі на аналізаторі $U_A=0,55$ В та $U_A=0,2$ В, відповідно, а робота ГЕС здійснюється в режимі енергетичної залежності. В умовах проведеного експерименту [8] та розрахунків в [9] константа c в (3) дорівнювала 0,1 еВ. Графічне зображення інтервалів кутів (2), (3) приведено в [6].

Отже, змінюючи U_A і тим самим константи $a_{1,2}$ можна експериментально вивчати енергетичні залежності $S(E)$ в різні інтервали кутів розсіювання. Порівнюючи виміряні функції $S(E)$ з їх теоретичним розрахунком та з диференціальним і повним перерізами, можна зробити висновки про кінематику та динаміку процесу зіткнення повільних електронів з важкими атомами, а значить про роль спин-орбітальної взаємодії при цьому. Наявність резонансів того чи іншого виду, або інших особливостей процесу розсіювання має відобразитися на функції $S(E)$.

Таким чином, використання спектрометрів “нових” типів, дозволяє досліджувати процес низькоенергетичного розсіювання, а ГЕС може бути розглянутий як пристрій, що дозволяє виявляти роль парціальних хвиль та механізмів взаємодії електронів з атомними частинками.

3. При потенційному розсіюванні електронів спин-орбітальна взаємодія описується додатковим, до оптичного, потенціалом V_{so} в рівнянні Шредінгера. Цей потенціал визначається повним, орбітальним та спіновим кутовими моментами електрона $j, \ell, s=1/2$ і пов'язаний зі статичним потенціалом V_{st} виразом [10]

$$V_{so}(r) = \xi(j, \ell) \cdot dV_{st}/dr, \quad (4)$$

де функція-множник $\xi(j, \ell) = 1/2$, при $j = \ell + 1/2$ та $\xi(j, \ell) = -(\ell + 1)/2$, при $j = \ell - 1/2$. Нагадаємо, що статичний потенціал взаємодії налітаючого електрона з атомом-мішенню складається з потенціалів кулонівської $V_n(r)$ взаємодії з ядром заряду

Z та прямої електростатичної $V_H(r)$ з електронною оболонкою, яка має густину $\rho(r)$ (в атомних одиницях)

$$V_{st}(r) = V_n(r) + V_H(r) = -Z/r + \frac{1}{2} \int dr' \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (5)$$

Оптичний потенціал взаємодії електрона, крім статичного, складається ще з потенціалів обмінної і поляризаційної взаємодії та потенціалу поглинання. Зауважимо, що альтернативним такому потенційному опису розсіювання є повністю релятивістський на базі рівняння Дірака.

Диференціальний переріз $d\sigma/d\theta$ в (1) пружного розсіювання електронів, довільно орієнтованих по спіну, та який є сумою по кінцевим спіновим станам електронів, зв'язаний з прямою $f(E, \theta)$ та так званою обмінною – з перевертанням спіну (spin-flip) – $g(E, \theta)$ амплітудами

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\theta} = |f(E, \theta)|^2 + |g(E, \theta)|^2 \quad (6)$$

Амплітуди зв'язані з двома фазами розсіювання $\delta_i^\pm(E)$ (\pm відповідають $j = \ell \pm 1/2$)

$$f(E, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} \{ (\ell + 1) [\exp(2i\delta_\ell^+) - 1] + \ell [\exp(2i\delta_\ell^-) - 1] \} P_\ell^0(\cos \theta) \quad (7)$$

$$g(E, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=1}^{\infty} [\exp(2i\delta_\ell^+) - \exp(2i\delta_\ell^-)] P_\ell^1(\cos \theta),$$

$$k^2 = 2E. \quad (8)$$

У випадку розсіювання поляризованих електронів на безспіновій важкій мішені, внаслідок 2-х видів орієнтації вектора їх поляризації P та вектора-перпендикуляра до площини розсіювання, завдяки спин-орбітальній взаємодії, паралельної (+) та антипаралельної (-), можна ввести два типи диференціальних перерізів розсіювання $\frac{d\sigma(E, \theta)^+}{d\theta}$ і $\frac{d\sigma(E, \theta)^-}{d\theta}$, відповідно. За допомогою цих перерізів визначається асиметрія розсіювання [11].

Підставляючи (7), (8) у (6), та використовуючи (1) можна знайти вираз

для $S(E)$ через функції $Q_{\ell\ell'}^{00}(E)$ та $Q_{\ell\ell'}^{11}(E)$. Функції $Q_{\ell\ell'}^{00}(E)$ в $S(E)$ зв'язані з поліномами Лежандра $P_{\ell}^0(\cos\theta)$ та вивчались у [5, 6]. Функції $Q_{\ell\ell'}^{11}(E)$ зв'язані з приєднаними поліномами Лежандра $P_{\ell}^1(\cos\theta)$ і мають загальний вираз (нагадаємо, що та $P_0^1(\cos\theta) = 0$)

$$Q_{\ell\ell'}^{11}(E) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)(\ell-1)!(\ell'-1)!}{(\ell+1)!(\ell'+1)!}} \times \int_{x_1}^{x_2} dx P_{\ell}^1(x) P_{\ell'}^1(x) \quad (9)$$

$$\times \int_{x_1}^{x_2} dx P_{\ell}^1(x) P_{\ell'}^1(x)$$

Якщо використати (1) та введені вище два типи диференціальних перерізів можна отримати функцію подібну до асиметрії [11] і яку можна вимірювати в експериментах з ГЕС

$$AS(E) = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} dx (f \cdot g^* - f^* \cdot g)}{S^+ + S^-},$$

$$S^{\pm} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{d\sigma^{\pm}}{d\theta} \quad (10)$$

Ця функція $AS(E)$ пов'язана з функціями $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$

$$Q_{\ell\ell'}^{01}(E) = \int_{x_1}^{x_2} dx P_{\ell}^0(x) P_{\ell'}^1(x) \quad (11)$$

З (6)-(8) бачимо, що диференціальний переріз зв'язаний з добутками різних поліномів Лежандра, а величини $S(E)$, $S^{\pm}(E)$ та $AS(E)$ – з функціями $Q_{\ell\ell'}^{00}(E)$, $Q_{\ell\ell'}^{11}(E)$, $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$, де ці функції, таким чином, "відіграють" роль добутків поліномів Лежандра та відповідають за кінематику розсіювання, через свій зв'язок з граничними кутами розсіювання θ_1 та θ_2 . Таким чином $S(E)$, $S^{\pm}(E)$ та $AS(E)$ одночасно характеризують процес розсіювання як з диференціального так і з інтегрального боків на відміну від повного і диференціального перерізів та параметра асиметрії. Для стандартних кутів ($\theta_1=0$, $\theta_2=\pi$) функції $S(E)$, $S^{\pm}(E)$ рівні відповідним повним перерізам розсіювання. Співставлення диференціального і повного

перерізів пружного розсіювання з функцією $S(E)$ та параметра асиметрії $A(E, \theta)$ з функцією $AS(E)$ може бути дуже корисним при вивченні ролі спин-орбітальної взаємодії.

4. Для перших 5-ти парціальних хвиль ($\ell = 0 \div 4$), використовуючи (9), можна отримати такі вирази для функцій $Q_{\ell\ell'}^{11}(E)$

$$Q_{11}^{11} = \frac{1}{4} x \cdot (3 - x^2),$$

$$Q_{12}^{11} = \frac{3\sqrt{5}}{16} x^2 (2 - x^2),$$

$$Q_{13}^{11} = -\frac{3\sqrt{7}}{8\sqrt{2}} x \cdot (x^2 - 1)^2,$$

$$Q_{14}^{11} = -\frac{\sqrt{15}}{16\sqrt{2}} x^2 (7x^4 - 15x^2 + 18), \quad (12)$$

$$Q_{22}^{11} = \frac{1}{4} x^3 (5 - 3x^2),$$

$$Q_{23}^{11} = -\frac{\sqrt{35}}{16\sqrt{2}} x^2 (5x^4 - 9x^2 + 3),$$

$$Q_{24}^{11} = -\frac{15\sqrt{15}}{8\sqrt{2}} x^3 (x^4 - 2x^2 + 1),$$

$$Q_{33}^{11} = -\frac{21}{32} x \cdot \left(\frac{25}{7} x^6 - 7x^4 + 4x^2 - 1\right),$$

$$Q_{34}^{11} = -\frac{3\sqrt{105}}{256} x^2 (35x^6 - 76x^4 + 50x^2 + 12),$$

$$Q_{44}^{11} = -\frac{45}{32} x^3 \left(\frac{49}{9} x^6 - \frac{91}{7} x^4 + \frac{51}{5} x^2 - 3\right).$$

З (11) для цих парціальних хвиль отримуємо такі вирази для функцій $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$

$$Q_{01}^{01}(E) = \frac{x}{2} (1 - x^2)^{1/2} + \frac{1}{2} \arcsin x,$$

$$Q_{02}^{01}(E) = -(1 - x^2)^{3/2},$$

$$Q_{03}^{01}(E) = \frac{3}{16} [x(1 - x^2)^{1/2} (10x^2 - 9) + \arcsin x],$$

$$Q_{04}^{01}(E) = \frac{1}{6} (1 - x^2)^{3/2} (1 - 21x^2),$$

$$Q_{11}^{01}(E) = -\frac{1}{3} (1 - x^2)^{3/2},$$

$$Q_{12}^{01}(E) = \frac{3}{8} [x(2x^2 - 1)^{1/2} (1 - x^2)^{1/2} + \arcsin x],$$

$$Q_{13}^{01}(E) = -\frac{1}{2} (1 - x^2)^{3/2} (1 + 3x^2),$$

$$Q_{14}^{01}(E) = \frac{5}{96} [x(1 - x^2)^{1/2} (56x^4 - 50x^2 - 3) + 3 \arcsin x],$$

$$\begin{aligned}
 Q_{21}^{01}(E) &= \frac{1}{16} [x(1-x^2)^{1/2}(6x^2-7) - \arcsin x], \\
 Q_{22}^{01}(E) &= -\frac{1}{10} (1-x^2)^{3/2} (1+9x^2), \\
 Q_{23}^{01}(E) &= \frac{3}{64} [x(1-x^2)^{1/2}(40x^4-42x^2+9) + 7 \arcsin x], \\
 Q_{24}^{01}(E) &= \frac{1}{12} (1-x^2)^{3/2} (-45x^4+12x^2-7), \\
 Q_{31}^{01}(E) &= \frac{1}{6} (1-x^2)^{3/2} (1-3x^2), \\
 Q_{32}^{01}(E) &= \frac{3}{2} \left[\frac{x(1-x^2)^{1/2}}{24} (20x^4-23x^2+9) - \arcsin x \right], \\
 Q_{33}^{01}(E) &= \frac{1}{28} (1-x^2)^{3/2} [-75x^4+24x^2-5], \\
 Q_{34}^{01}(E) &= \frac{5}{256} [(1-x^2)^{1/2} (280x^7-314x^5+ \\
 &+ 65x^3+72x-87,5) + 1048 \arcsin x], \\
 Q_{41}^{01}(E) &= \frac{1}{384} [x(1-x^2)^{1/2} (280x^4-430x^2+423) - \\
 &- 3 \arcsin x], \\
 Q_{42}^{01}(E) &= \frac{(1-x^2)^{3/2}}{8} (-15x^4+6x^2+1), \\
 Q_{43}^{01}(E) &= \frac{1}{2048} [x(1-x^2)^{1/2} (8400x^6-9740x^4+ \\
 &+ 2030x^2-921) + 30744 \arcsin x], \\
 Q_{44}^{01}(E) &= \frac{(1-x^2)^{3/2}}{3024} \{-735x^6-29505x^4+ \\
 &+ 20391x^2-231\}.
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Вирази в (12), (13) беруться по інтервалам $x_2 = (1-a_1/E)^{1/2}$, $x_1 = (1-a_2/E)^{1/2}$, для кутів (2) та $x_2 = -(1-c/E)^{1/2}$, $x_1 = -1$ для кутів (3).

Наведені вирази (12), (13) разом з тими, що містяться в [5,6] можуть бути також використані для аналізу експериментальних результатів при вимірюванні як диференціальних перерізів в певний кінцевий кутовий інтервал, так і повних перерізів в інтервал кутів, відмінний від стандартного $[0^\circ, 180^\circ]$.

5. Графіки деяких з функцій $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$ та $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$ у області енергій $0,16 \div 2,0$ еВ ($a_1=0,09487$ еВ, $a_2=0,1546$ еВ) і $0,51 \div 2,0$ еВ ($a_1=0,482$ еВ, $a_2=0,508$ еВ) для кутів (2) та для енергій $0,1 \div 2,0$ еВ ($c=0,1$ еВ) у випадку кутів (3) наведені на рис.1-6. Зауважимо, що суттєвий вплив спіно-орбітальної взаємодії здійснюється в першу чергу на

парціальну р-хвилю ($\ell=1$), а потім на d-хвилю ($\ell=2$), тому на цих рисунках відображені лише функції, які мають зазначені індекси.

Загальною рисою кривих на рис. 1-6 є те, що вони характеризуються достатньо плавною поведінкою – не мають різких змін, наявністю нулів, додатних максимумів та декількох від'ємних мінімумів. Всі функції з ростом енергії прямують до нуля зверху або знизу, завдяки зменшенню кутового інтервалу інтегрування в (9), (11). Найбільші по абсолютній величині значення функції $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$, $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$ досягають для початкових енергій, завдяки більшій величині кутового інтервалу. Більш того, так як константам $a_1=0,482$ еВ, $a_2=0,508$ еВ і $a_1=0,09487$ еВ, $a_2=0,1546$ еВ та $c=0,1$ еВ відповідає збільшення кутового інтервалу [6] то, як правило, відповідні функції мають більші абсолютні значення. Таким чином, кінематичний внесок спіно-орбітальної взаємодії та її прояв у $S(E)$ може бути суттєвим. Ясна річ, що такий прояв спіно-орбітальної взаємодії зобов'язаний обмінній амплітуді (8) і він повинен бути більший в $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$, і дещо менший в $Q_{\ell\ell'}^{01}(E)$.

Цікавим є наявність нулів при деяких значеннях енергій, коли нема кінематичного внеску відповідної функції у $S(E)$. Іншими словами, можна сказати, що при цьому внесок від спіно-орбітальної взаємодії для деякої пари парціальних хвиль дуже малий. Це, наприклад, $Q_{13}^{01}(\cong 0,16)$, $Q_{23}^{01}(\cong 0,16)$, $Q_{24}^{01}(\cong 0,24)$, $Q_{13}^{01}(0,16)$, $Q_{21}^{01}(\cong 0,19)$, $Q_{22}^{01}(0,18)$, $Q_{31}^{01}(\cong 0,3)$ для $a_1=0,09487$ еВ, $a_2=0,1546$ еВ та $Q_{13}^{01}(\cong 0,63)$, $Q_{23}^{01}(\cong 0,63)$, $Q_{24}^{01}(\cong 0,8)$, $Q_{13}^{01}(0,63)$, $Q_{21}^{01}(0,75)$, $Q_{22}^{01}(0,75)$ і єдиний далекий нуль $Q_{31}^{01}(1,1)$ для $a_1=0,482$ еВ, $a_2=0,508$ еВ. Для розсіювання назад є тільки три нулі у функцій $Q_{13}^{01}(0,1)$, $Q_{24}^{01}(0,11)$ та $Q_{21}^{01}(\cong 0,13)$. Ці нульові значення функцій можуть бути проявом коренів поліномів, по яким йде інтегрування в (9), (11).

Зауважимо, що взагалі чим менший кутівий інтервал інтегрування, тим більша роль коренів відповідних поліномів. Тому при малих енергіях, в більш широкому інтервалі (а для розсіювання назад майже при всіх енергіях) нулі поліномів менше впливають на поведінку функцій $Q_{ll'}^{11}(E)$, $Q_{ll'}^{01}(E)$, а при більших енергіях їх вплив значний – нуль функції це прояв нуля полінома. Значить нулі вказаних функцій в широкому кутівому інтервалі можуть бути результатом тільки інтегрування відповідних поліномів.

Поліноми $P_l^o(x)$ мають такі корені для кутів $\theta=90^\circ$ ($\ell=1$); $54,7^\circ$, $125,26^\circ$ ($\ell=2$); $39,2^\circ$, 90° , $140,77^\circ$ ($\ell=3$); $30,6^\circ$, 70° , $109,9^\circ$, $149,4^\circ$ ($\ell=4$). Приєднані поліноми $P_l^i(x)$ – 0° , 180° ($\ell=1$); 0° , 90° ($\ell=2$); 0° , $63,4^\circ$, $116,6^\circ$ ($\ell=3$); 0° , $49,1^\circ$, 90° , $130,9^\circ$ ($\ell=4$). Співставлення енергіям E відповідних кутівих інтервалів (2), (3) (див. також [6]), в яких розташовані кути вказаних коренів

поліномів дозволяє зробити висновок про роль цих кутів.

Наявність у функцій $Q_{ll'}^{11}(E)$, $Q_{ll'}^{01}(E)$ таких особливостей як максимуми та мінімуми (в тому числі і від'ємні) при деяких значеннях енергій дуже цікаве і важливе. Вони пов'язані тільки з інтегруванням поліномів і також можуть служити вивченню кінематичної ролі спин-орбітальної взаємодії при розсіюванні електронів.

Завершуючи можна сказати, що прямий розрахунок енергетичної залежності $S(E)$ та аналіз її особливостей покаже значення функцій $Q_{ll'}^{11}(E)$, $Q_{ll'}^{01}(E)$ та динамічну і кінематичну роль спин-орбітальної взаємодії при дослідженні розсіювання електронів важкими атомними частинками в різні інтервали кутів, залежні від енергії зіткнення, передньої і задньої напівсфер.

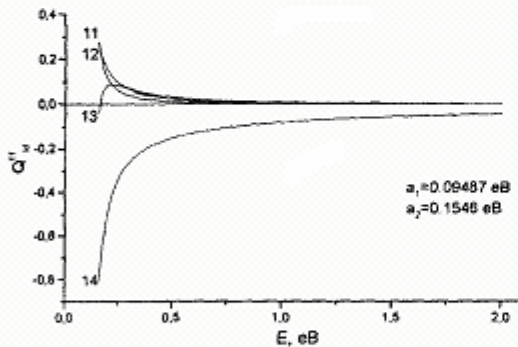


Рис. 1а. Функції $Q_{11,12,13,14}^{11}(E)$.

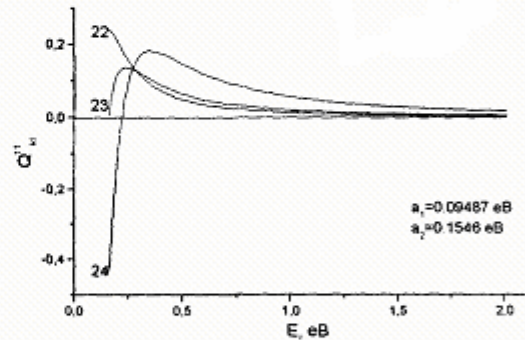


Рис. 1б. Функції $Q_{22,23,24}^{11}(E)$.

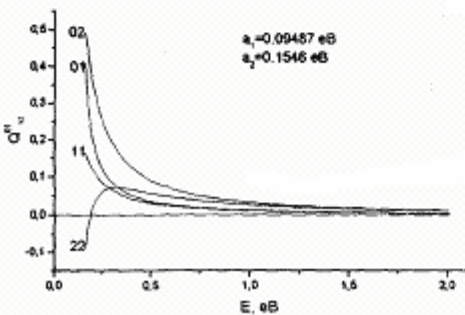


Рис. 2а. Функції $Q_{01,02,11,22}^{01}(E)$.

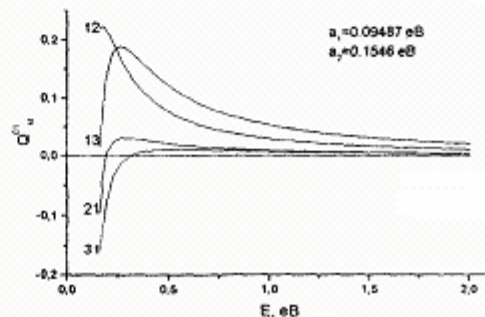


Рис. 2б. Функції $Q_{12,21,13,31}^{01}(E)$.

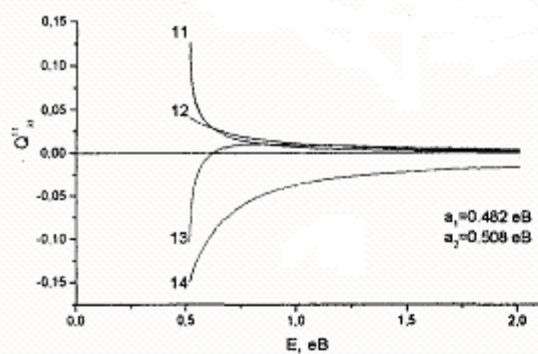


Рис. 3а. Функції $Q_{11,12,13,14}^{11}(E)$

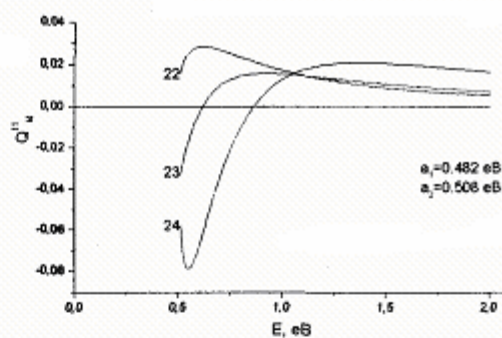


Рис. 3б. Функції $Q_{22,23,24}^{11}(E)$

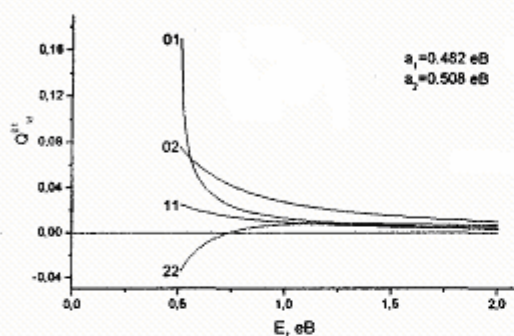


Рис. 4а. Функції $Q_{01,02,11,22}^{01}(E)$

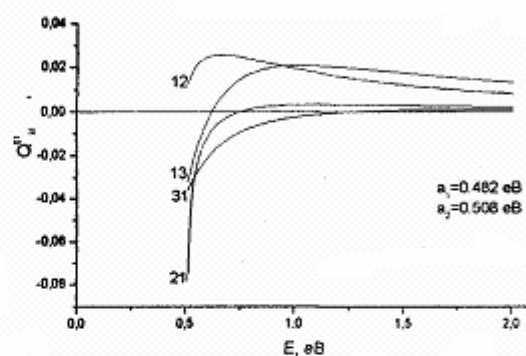


Рис. 4б. Функції $Q_{12,13,31,21}^{01}(E)$

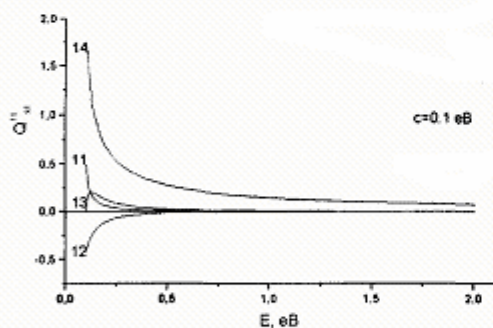


Рис. 5а. Функції $Q_{11,12,13,14}^{11}(E)$

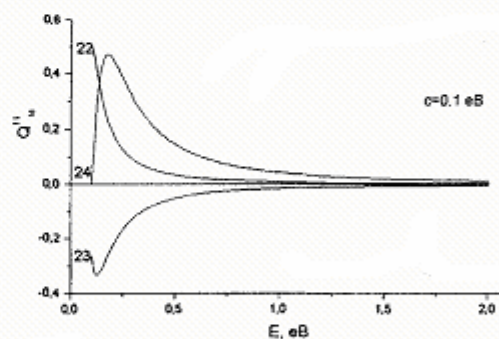


Рис. 5б. Функції $Q_{22,23,24}^{11}(E)$

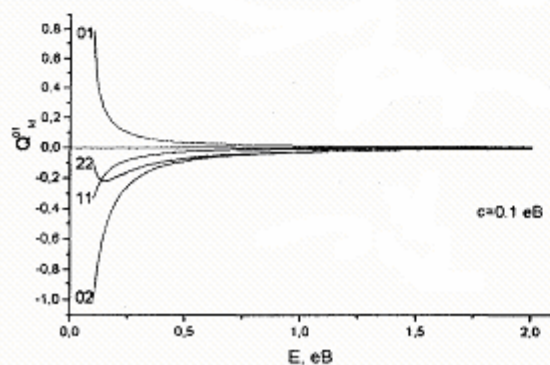


Рис. 6а. Функції $Q_{01,02,11,22}^{01}(E)$

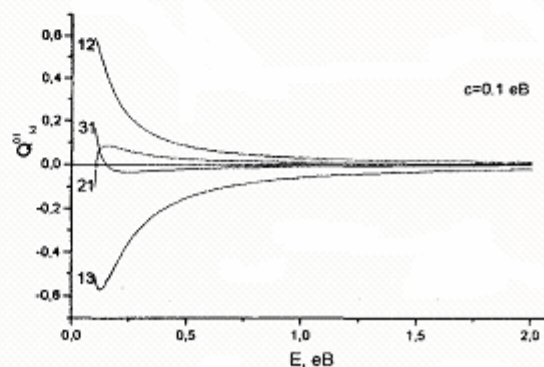


Рис. 6б. Функції $Q_{12,21,13,31}^{01}(E)$

1. Н.И.Романюк // Дис. ...канд. физ.-мат. наук. 1981. ЛГУ. 256 с.
2. М.І.Романюк, О.Б.Шпеник, Ф.Ф.Папп та ін. // УФЖ. 1992. Т.37, № 11. С.1639-1647.
3. N.I.Romanyuk, O.B.Shpenik // Meas. Sci. Technol. 1994. Vol.5. P.238-246.
4. Н.И.Романюк, Ф.Ф.Папп и др. // В сб. Физика электронных и атомных столкновений. № 12. С.-Петербург. 1991. С. 174-186.
5. Е.Ю.Ремета, О.Б.Шпеник, Ю.Ю.Билак // ЖТФ. 2001. Т.71, В.4. С.13-22.
6. Ю.Ю.Билак // Вісник Ужгор. університету, серія Фізика. 1999. №5. С.186-192.
7. Є.Ю.Ремета, Ю.Ю.Билак, Л.Л.Шимон // УФЖ. 2001. (буде опубліковано).
8. I.V.Chernyshova, J.É.Kontros, O.B.Shpenik // 21th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Sindai. Japan. 1999. 22-27 July. P.403.
9. E.Yu.Remeta, Yu.Yu.Bilak, L.L.Shimon // 21th Intern. Conf. on Phys. of Elect. and Atom Coll. (ICPEAC). Sindai. Japan. 1999. 22-27 July. P.404.
10. P.G.Burke // Potential Scattering in Atomic Physics.-Plenum, New York. 1977. 100p.
11. J. Kessler // Adv.Atom. Mol. Opt. Phys. 1991. T.27. C.81-163.

KINEMATIC CHARACTERISTICS OF ELASTIC SLOW ELECTRON SCATTERING BY ATOMS WITH INCLUDING SPIN-ORBIT INTERACTION, IN THE ENERGY DEPENDING INTERVAL OF ANGLES

Yu.Yu. Bilak, L.L. Shimon, E.Yu. Remeta^{*)}

Uzhgorod State University, Uzhgorod, 88000, Ukraine

^{*}Institute of Electron Physics, Uzhgorod, 88000, Ukraine

There has been examined of the energetic dependence $S(E)$, which is obtained in experiments on scattering of electrons by atoms (ions, surface) using hypocycloidal electron spectrometer with including spin-orbit interaction. There has been made analysis of the functions, that are demanding for kinematic features of scattering with spin-flip of scattering electron owing to this interaction and there was obtained their analytical aspect for the first five partial waves. Graphical analysis of these functions for the angle intervals of forward and backward hemispheres of angles, that they corresponding of different experimental conditions has shown.