

УДК 539.1.08, 539.198

В.Ф. Гедеон

Ужгородський національний університет, Україна, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54
e-mail: vfg-vik@yandex.ua

РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ НА ІОНІ Si^-

У рамках методу R -матриці з B -сплайнами досліджено процеси розсіяння електронів на від'ємному іоні кремнію в області енергій до 100 еВ. Для точного представлення хвильових функцій мішені використовувався багатоконфігураційний метод Хартрі-Фока з неортогональними орбіталями. Розраховано інтегральні перерізи розсіяння $e + Si^-$ для всіх переходів між зв'язаними станами $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$ $^4S^o$, $^2D^o$ та $^2P^o$ від'ємного іона. Представлено 3D-поверхні енергетично-кутових залежностей відповідних диференціальних перерізів розсіяння.

Ключові слова: від'ємний іон кремнію, розсіяння електронів, R -матриця, B -сплайни, інтегральні та диференціальні перерізи.

Вступ

Кремній належить до найбільш поширених елементів природи. Проте дослідження розсіяння електронів як на самому атомі Si , так і на його від'ємному іоні Si^- практично знаходяться у зародковому стані. Повністю відсутні які-небудь експериментальні роботи з вимірювання характеристик розсіяння $e + Si$ та $e + Si^-$. З теоретичних праць варті згадування хіба що розрахунки диференціальних (ДП) та інтегральних (ІП) перерізів переходів між підрівнями триплету $np^2 \ ^3P$ [1] та перерізів збудження синглетного рівня $np^2 \ ^1D$ [2] в атомі Si . Тільки зовсім недавно вийшла з друку наша зі співавторами стаття [3], у якій було детально розглянуто процеси пружного розсіяння та збудження, що супроводжують зіткнення електрона з атомом Si .

Від'ємні іони відіграють важливу роль у слабо іонізованих газах, і багато різновидів плазми можуть бути акуратно змодельовані тільки при включенні в розгляд від'ємних іонів. Так наявність останніх у зірковій фотосфері є головним джерелом непрозорості атмосфери більшості зірок. В атмосфері Землі від'ємний заряд при висотах аж до 70 км також створюється головним чином від'ємними іонами [4]. Відповідно, властивості атмосферної плазми сильно залежать від її негативного заряду у вигляді високошвидкісних електронів чи малорух-

ливих аніонів. Для коректного моделювання такої плазми важливо знати енергетичні залежності перерізів для різноманітних процесів зіткнення, в яких беруть участь аніони.

Що стосується прикладного застосування аніонів, то генерування негативно заряджених атомів і молекул є вкрай необхідним, наприклад, для мас-спектрометрії прискорювачів, де вихід потужних потоків стабільних аніонів є передумовою для надвисокої чутливості цієї техніки [5, 6].

Доволі обширний матеріал з розщеплення різноманітних атомних та молекулярних аніонів електронним ударом зібраний у *PhD*-дослідженні Seiersen [7]. Проте процеси пружного розсіяння електронів на аніонах, а тим більше переходи між енергетичними рівнями аніона в дисертації Seiersen [7] не розглядалися. Тільки відносно недавно в короткому повідомленні Tančić and Nikolić [8] та статті Semennikhina *et al.* [9] були наведені інтегральні (ІП) і диференціальні (ДП) перерізи пружного розсіяння електронів на аніоні літію, розраховані в рамках багаточастинкової теорії.

Структура і властивості від'ємних іонів суттєво відрізняються від їхніх нейтральних або позитивно заряджених аналогів, що обумовлено відмінностями у відповідних потенціалах зв'язку. У той час, як для нейтральних атомів та додатних іонів домінує довгодіюча кулонівська взаємодія, зовніш-

ній електрон в аніоні зв'язується за рахунок виникнення короткодючої дипольної взаємодії.

Розщеплення аніонів у процесі зіткнення як з електронами, так і з фотонами є важливим джерелом інформації про їх структурні властивості. З ряду причин електронне розсіяння на від'ємних іонах є менш вивченим, ніж процеси фоторозщеплення. Що стосується кремнію, то фотоіонізація аніона Si^- була розглянута в працях [10-12], у яких досліджувалися парціальні і повні перерізи фоторозщеплення $h\nu + \text{Si}^-$ і були прояснені їх форма і резонансні параметри. Нічого подібного поки що не мало місця для розсіяння $e + \text{Si}^-$.

Дане дослідження було ініційоване необхідністю більш досконального встановлення динаміки зіткнення вільних електронів з негативно зарядженими іонами кремнію і важливістю цього процесу для великої кількості можливих ситуацій, що виникають у плазмі. Безпосередня мета даної роботи полягає у розрахунку ІІ та ДІІ розсіяння електронів на аніоні кремнію і аналізі їх енергетичних і кутових залежностей.

Методи розрахунку

Від'ємні іони надають унікальну можливість точної перевірки та подальшого розвитку атомної і молекулярної теорії. Внаслідок високого ступеня електронної кореляції в цих системах, вони є дуже чутливими до різноманітних наближень, застосовуваних до розрахунків їх структурних чи динамічних властивостей. Тому будь-які експериментальні дослідження були б вкрай важливими для тестування якості різноманітних теоретичних моделей.

Енергію зв'язку зовнішнього електрона в аніоні називають *спорідненістю електрона* (electron affinity – EA). В атомах чи молекулах з додатними EA можна зв'язати зовнішній електрон, у той час як для атомних частинок на зразок інертних газів, з від'ємним значенням спорідненості електрона, заборонене утворення від'ємних іонів. Спорідненість електронів може бути визначена з високою точністю (Hotoor and Lineberger [13]), а положення і ширини резонансів авторозщеплення отримуються

шляхом вимірювання відносного перерізу фоторозщеплення (див., напр., Esaulov [14], Andersen [15]). Вимірювання абсолютних перерізів фоторозщеплення дає можливість кількісного порівняння з теоретичними передбаченнями, забезпечуючи, таким чином, чутливе тестування опису електронної кореляції (див., напр., Balling *et al.* [10]).

Від'ємні іони є складними системами, що важко піддаються теоретичному моделюванню. Утворення від'ємного іона вимагає від електрона приєднання до нейтральної частинки, – задача, що з самого початку видається дуже проблематичною. Проте, біля 80% всіх базових елементів [7] здатні утворювати від'ємний іон, що досягається індукуванням дипольного моменту, створеного переупорядкуванням електронів у полі зовнішнього електрона. Останній сильно корелює зі зв'язаними електронами, що значно ускладнює опис атомної системи. Ще більш трудною для теоретичної імітації є задача, у якій розглядаються утворення діаніонів.

Розрахунок структури аніона є тільки першим кроком при розгляді задачі зіткнення $e + \text{Si}^-$. Опис власне процесу *розсіяння* електронів на від'ємних іонах є не менш трудною задачею. Особливо це стосується зіткнень, що призводять до розщеплення аніонів (див, напр., [7]). Теоретичні дослідження тоді стикаються з довгодіючою сумарною кореляцією між двома (розсіяним і вибитим) вільними електронами. У даній роботі ми обмежимося розглядом пружного розсіяння електронів на аніоні кремнію в основному $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3 \ ^4S^0$ і метастабільних $^2D^0$ та $^4P^0$ -станах, а також переходами, викликаними електронним ударом, між вказаними станами Si^- .

У своїх розрахунках ми слідуємо методиці, що з успіхом використовувалася нами (зі співавторами) для атомних систем С [16], Са [17], Mg [18-19] та Si [3] у рамках методу *R*-матриці з *B*-сплайнами [20]. Аніон кремнію може розглядатися як сильно корельована п'ятиелектронна система в потенціалі кора $1s^2 2s^2 2p^6$. Отримання точних хвильових функцій такої системи за допомогою стандартного методу Хартрі-Фока (HF) або багатоконфігураційного методу Хартрі-Фока (MCHF) [16, 17] є достатньо складним.

Як показали останні великомасштабні МСНФ-розрахунки сил осциляторів атома Si [21], добре збіжні результати були отримані тільки з дуже обширними розкладами, що містять до 20 000 конфігурацій. У даних розрахунках станів мішені негативного іона кремнію ми намагалися врахувати всі кореляційні ефекти, маючи, проте, на увазі, що кінцеві багатоконфігураційні розклади повинні бути використані у наступному розрахунку зіткнення Si^- ще з одним потенційно зв'язаним електроном. Відносна малість релятивістських ефектів у аніоні кремнію дозволила нам генерувати стани мішені для розрахунків зіткнення Si^- з електронами за допомогою *B*-сплайнового обмеженого у боксі методу сильного зв'язку [22] у нерелятивістському наближенні *LS*-зв'язку.

Як відомо, від'ємний іон кремнію утворює три зв'язані стани $2p^6 3s^2 3p^3 \ ^4S^o, \ ^2D^o$ та $\ ^4P^o$, з експериментальними енергіями спорідненості -1.389 eВ, -0.527 eВ і -0.029 eВ, відповідно [23]. Розрахунки цих станів були здійснені нами за допомогою пакетів програм МСНФ [24] та BSR [20]. Останній передбачає можливість використання в описі мішені неортогональних одноелектронних радіальних орбіталей, що дозволяє нам незалежно оптимізувати енергії та хвильові функції для кожного з вказаних станів Si^- .

Розрахунки хвильових функцій мішені в багатоконфігураційному наближенні Хартрі-Фока включали в себе наступні кроки. По-перше, за допомогою програми HF пакету МСНФ [24] нараховувалися одноконфігураційні орбіталі $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 \ ^1S$ іона Si^{2+} з повністю розмороженими оболонками. Після цього, на замороженому корі $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ послідовно нараховувалися основний стан атома $3p^2 \ ^3P$, усереднений по термах стан аніона $3p^3$ *av*, а також спектроскопічні стани аніона $3p^3 \ ^4S^o, \ ^2D^o$ і $\ ^2P^o$. Далі, у багатоконфігураційних хартрі-фоківських розрахунках за допомогою пакету МСНФ [24], були нараховані вже багатоконфігураційні стани аніона $3p^3 \ ^4S^o, \ ^2D^o$ та $\ ^2P^o$. Для якомога повнішого врахування міжелектронної кореляції, ці стани обчислювалися з розмороженими оболонками $2p^6$ та $3s^2$. Для тонкого збалансування взаємодії електронних систем у самоузгодженому полі аніона Si^- нами були послідовно використані по два ряди

кореляційних орбіталей 7ℓ та 8ℓ (тут ℓ – орбітальний момент електрона, $\ell=0-4$) для кожного з трьох термів Si^- . Тобто розклади спектроскопічних станів Si^- були генеровані в окремих МСНФ-розрахунках для кожного стану з використанням наближення МСНФ [24-25]. Щоб отримати кінцеві розклади для станів аніона прийняттого розміру, всі конфігурації з величинами коефіцієнтів розкладу, меншими за 0.006, 0.002 та 0.00075 – для термів $\ ^4S^o, \ ^2D^o$ та $\ ^2P^o$, відповідно, – були опущені. В результаті для енергій спорідненості зв'язаних станів аніона Si^- були отримані значення: -1.3967 eВ для терму $\ ^4S^o$, -0.538 eВ для терму $\ ^2D^o$ та -0.0615 eВ для терму $\ ^2P^o$. Відмінність від даних [23] складає $+0.008$ eВ, $+0.011$ eВ та $+0.033$ eВ, відповідно, що є зовсім прийнятним для подальших розрахунків розсіяння $e+\text{Si}^-$. Отримані радіальні функції аніона були розкладені по *B*-сплайновому базису, як це описано в [20]. При цьому розмір боксу приймався рівним $a = 60 a_0$ (де a_0 – борівський радіус), у розкладі використовувалися 140 *B*-сплайнів порядку 8.

Розрахунки $(N+1)$ -електронної задачі розсіяння $e+\text{Si}^-$ у внутрішній області ($r \leq a$) здійснювалися нами за допомогою пакету BSR [20]. Ми використовували ті ж 140 *B*-сплайнів порядку 8, а *R*-матричний радіус був рівним $a = 60 a_0$. У парціально-хвильовому розкладі чисельно розраховувалися вклади 20 нижчих парціальних хвиль. Перерізи обчислювалися за стандартною *R*-матричною схемою, з використанням для зовнішньої області пакету *FARM* [26].

Результати і їх обговорення

Чи не найважливішими характеристиками будь-якого процесу розсіяння є відповідні інтегральні перерізи. На рис. 1 наведені ПП збудження для переходів $\ ^4S^o - \ ^2D^o, \ ^4S^o - \ ^2P^o$ та $\ ^2D^o - \ ^2P^o$ між станами Si^- в результаті зіткнення аніона з електронами. Гладкість отриманих перерізів як для збудження з основного стану $\ ^4S^o$, так і з метастабільного стану $\ ^2D^o$ вказує, насамперед, на відсутність псевдорезонансних структур при середніх енергіях зіткнення, а, отже, й на задовільний розрахунок структури мішені. З іншого

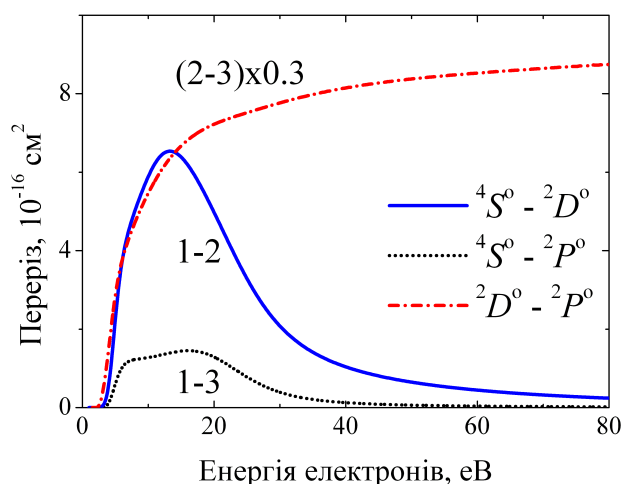


Рис. 1. Інтегральні перерізи збудження $e+\text{Si}^-$ для переходів $4S^0-2D^0$, $4S^0-2P^0$ та $2D^0-2P^0$ між станами Si^- в результаті зіткнення з електронами.

боку, відсутність припорогових резонансних структур свідчить про неможливість утворення короткоживучих компаунд-станів діаніона Si^{2-} у процесі зіткнення $e+\text{Si}^-$. Останнє може бути пов'язане як з об'єктивною відсутністю утворення діаніонів при розсіянні електронів на Si^- , так і з недостатнім рівнем урахування міжелектронної кореляції, що могло би призвести до захоплення налітаючого електрона у стаціонарний чи квазістаціонарний стан Si^{2-} .

Відзначимо також достатньо просту форму перерізів збудження. Так ІІ збудження з основного стану $4S^0$ мають вигляд потужного припорогового піку, що змінюється більш-менш повільним спаданням при великих енергіях. Правда, в ІІ збудження $4S^0-2P^0$ проглядається певна додаткова структура – припороговий горб, що зв'язаний з шейп-резонансною поведінкою парціального $2P^e$ -перерізу. Проте необхідний для резонансу скачок фази (в $\sim 1\pi$ рад) для $2P^e$ -хвилі відсутній. Отже питання про наявність у вказаних ІІ збудження $2P^e$ -резонансу форми, залишається відкритим.

Крім енергетичних залежностей ІІ для розсіяння $e+\text{Si}^-$, нами були пораховані також енергетично-кутові залежності диференціальних перерізів як для пружного розсіяння, так і для переходів $4S^0-2D^0$, $4S^0-2P^0$ та $2D^0-2P^0$ між станами Si^- . Частина результатів обчислення цих залежностей ДП представлені на рис. 2. Зокрема, на рис. 2а наведена 3D-поверхня ДП пружного розсіяння на основному стані $4S^0$, а на рис. 2б –

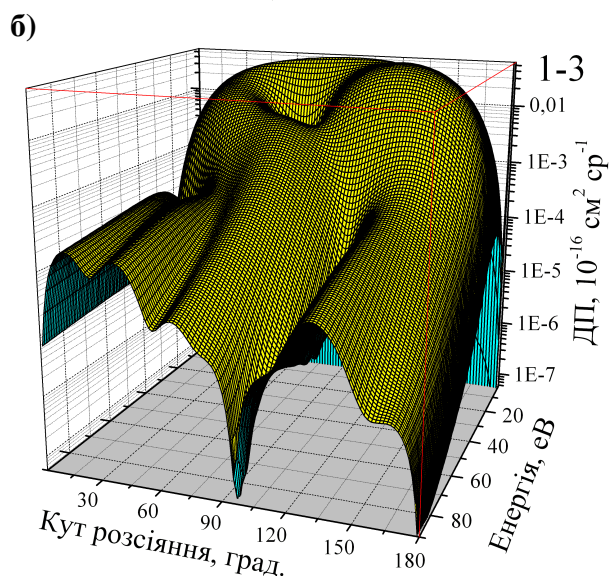
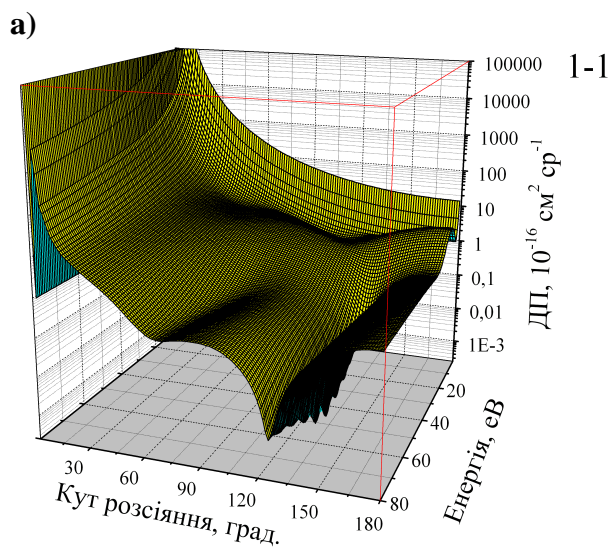


Рис. 2. Диференціальні перерізи розсіяння $e+\text{Si}^-$: (а) перерізи пружного розсіяння електронів на Si^- в основному $3p^3 4S^0$ -стані; (б) перерізи збудження для переходу $4S^0-2P^0$ між станами Si^- .

3D-поверхня ДП збудження $4S^0-2P^0$. Аналіз подібних поверхонь енергетично-кутових залежностей ДП являє собою самостійну і непросту область досліджень і наразі залишається поза нашим розглядом. Відзначимо, проте, складний характер отриманих поверхонь, – поряд з їх локальною „гладкістю” (за винятком ДП збудження $2D^0-2P^0$, не представленого тут), яка свідчить про достатню кількість врахованих парціальних хвиль.

Найбільш цікавою з отриманих 3D-поверхонь ДП нам видається енергетично-кутова залежність ДП для збудження $4S^0-2P^0$, рис. 2б. Як видно з рисунка, у даному випадку практично відсутнє розсіяння „вперед” і „назад”, і 3D-поверхня має форму

„морського ската”. На поверхні помітна глибока конусоподібна впадина, – область особливих точок, при значеннях кутів і енергій з якої збудження системи ϵ на кілька порядків нижчим, ніж у сусідніх областях. Що стосується можливості утворення діаніона Si^{2-} , на користь останнього може свідчити хіба що невелике плато на 3D-поверхні ДП пружного розсіяння $\epsilon + \text{Si}^-$ в основному стані в області енергій $\sim 5\text{-}10$ eV при кутах розсіяння $50\text{-}60^\circ$, рис. 2а.

Нарешті, ми порівняли ІІ збудження для переходів між трьома нижніми станами аніона та атома кремнію [3]. В загальному, процеси збудження $^4S^0 - ^2D^0$, $^4S^0 - ^2P^0$ та $^2D^0 - ^2P^0$ між станами аніона Si^- йдуть зі значно більшою інтенсивністю, ніж переходи $^3P - ^1D$, $^3P - ^1S$ та $^1D - ^1S$ між трьома

нижніми станами атома кремнію при тих же енергіях налітаючого електрона.

Висновки

Нами представлені ІІ та ДІ розсіяння $\epsilon + \text{Si}^-$. Розрахунки пружного розсіяння електронів на $3p^3\ ^4S^0$, $^2D^0$ і $^2P^0$ -станах аніона Si^- , а також збудження $^4S^0 - ^2D^0$, $^4S^0 - ^2P^0$ і $^2D^0 - ^2P^0$, здійснені в наближенні BSR [20], носять піонерський характер і виконані вперше. Відмічено, що ІІ переходів під дією електронного удару між трьома зв'язаними станами аніона Si^- при середніх енергіях можуть перевищувати відповідні ІІ переходів між трьома нижніми станами атома кремнію. В ІІ розсіяння $\epsilon + \text{Si}^-$ не вдалося виявити резонансних структур, які б вказували на можливість утворення діаніона Si^{2-} .

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Srivastava R., McEachran R.P., Stauffer A.D. Electron excitation of the Group IV elements // Canadian Journal of Physics. – 2002. – V.80. – P. 687–696.
2. Pindzola M.S., Bhatia A.K. and Temkin A. Electron-impact excitation of carbon and silicon in the distorted-wave approximation // Phys. Rev. A. – 1977. – V.15, № 1. – P. 35–42.
3. Gedeon V., Gedeon S., Lazur V., Nagy E., Zatsarinny O. and Bartschat K. Electron scattering from silicon // Phys. Rev. A. – 2012. – V.85. – No 2. – P. 022711 (7pp).
4. Smirnov B.M. Negative ions // McGraw-Hill Inc. – 1982.
5. Nelson D.E., Korteling R.G. and Stott W.R. Carbon-14: Direct detection at natural concentrations // Science. – 1977. – V. 198. – P. 507.
6. Bennett C.L., Benkens R.P., Clover M.R., Gove H.E., Liebert R.B., Litherland A.E., Purser K.H., and Sondheim W.E. Radiocarbon dating using electrostatic accelerators: Negative ions provide in key // Science. – 1977. – V. 198. – P. 508.
7. Seiersen Klaus. Electron scattering on positive and negative ions studied in heavy-ions storage rings // PhD thesis. Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus, Denmark. September, 2003, 119 p.
8. Tančić A.R. and Nikolić M. Low energy elastic scattering of electron on the negative ions // Publ. Astron. Obs. Belgrade. – 2008. – No 84. – P. 65-68.
9. Семенихина В.В., Иванов В.К., Лапкин К.В. Упругое рассеяние электрона на отрицательном ионе лития // ЖТФ. – 2005. – V.75. – Вып. 3. – P. 24-29.
10. Balling P., Kristensen P., Stapelfeldt H., Andersen T., and Haugen H.K. Window resonance in photodetachment of the negative silicon ion: strong interaction of the 3p continuum with the 3p shape resonance // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1993. – V. 26, No 20. – P. 3531-3539.
11. Amusia M.Ya., Gribakin G.F., Ivanov V.K. and Chernysheva L.V. Many-electron correlations in negative-ion photodetachment // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1990. – V. 23, No 03. – P. 385-391.
12. Gribakin G.F., Gribakina A.A., Gultsev B.V. and Ivanov V.K. Correlational autodetachment of the low-lying shape resonances in C^- , Si^- and Ge^- photodetachment // J. Phys. B: At. Mol. Opt.

- Phys. – 1992. – V. 25, No 8. – P. 1757-1772.
13. Hotop H. and Lineberger W.C. Binding Energies in Atomic Negative Ions: II // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1985. – V. 14, Iss. 3. – P. 731–750.
 14. Esaulov V.A. Electron detachment from atomic negative ions // Ann. Phys. Fr. – 1986. – V.11. – No 5. – P. 493-592.
 15. Andersen T. Spectroscopy of Negative Ions // Phys. Scr. – 1991. – V.T34. – P. 23-35.
 16. Zatsarinny O., Bartschat K., Bandurina L. and Gedeon V. Electron-impact excitation of carbon // Phys. Rev. A. – 2005. – V.71. – № 4. – P. 042702 (9pp).
 17. Zatsarinny O., Bartschat K., Gedeon S., Gedeon V., Lazur V. Low-energy electron scattering from Ca atoms and photodetachment of Ca^- // Phys. Rev. A. – 2006. – V.74. – No 5. – P. 052708 (10pp).
 18. Zatsarinny O., Bartschat K., Gedeon S., Gedeon V., Lazur V. and Nagy E. Cross sections for electron scattering from magnesium // Phys. Rev. A. – 2009. – V.79. – № 5. – P. 052709 (10pp).
 19. Гедеон В., Гедеон С., Зацарінний О., Лазур В., Нодь Є. Диференціальні перерізи розсіяння електронів на атомі магнію // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. – 2008. – № 23. – С. 23-35.
 20. Zatsarinny O. BSR: B-spline atomic R-matrix codes // Comput. Phys. Commun. – 2006. – V. 174, No 4. – P. 273–356.
 21. Froese Fischer Ch. Breit-Pauli lifetimes and transition probabilities for Si I // Phys. Rev. A. – 2005. – V.71. – No 4. – P. 042506 (7).
 22. Oleg Zatsarinny and Charlotte Froese Fischer. Oscillator strengths for transitions to high-lying excited states of carbon // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2002. – V.35. – № 22. – P. 4669-4683.
 23. Scheer M., Belodeau R.C., Brodie C.A., and Haugen H. K. Systematic study of the stable states of C^- , Si^- , Ge^- , and Sn^- via infrared laser spectroscopy // Phys. Rev. A. – 1998. – V.58. – No 4. – P. 2844-2856.
 24. Froese Fischer C. The MCHF atomic-structure package // Comput. Phys. Commun. – 1991. – V.64. – P.369–398.
 25. Froese Fischer C., Brage T., Jonsson O. Computational Atomic Structure. An MCHF Approach // London: Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997. – 279 p.
 26. Burke V.M. and Noble C.J. Farm – A flexible asymptotic R-matrix package // Comput. Phys. Commun. – 1995. – V. 85, No 3. – P. 471-500.

Стаття надійшла до редакції 4.02.2012

V.F. Gedeon

Uzhhorod National University, 88000, Uzhhorod, Voloshin Str., 54

ELECTRON SCATTERING ON Si^- ION

The *B*-spline *R*-matrix method is used to investigate the electron-impact scattering on the negative ion of silicon in the energy regions up to 100 eV. The multiconfiguration Hartree-Fock method with non-orthogonal orbitals is employed for an accurate representation of the target wave functions. The $e + \text{Si}^-$ scattering integral cross sections are calculated for all transitions between bound $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$ $^4S^o$, $^2D^o$, and $^2P^o$ states of negative ion. The 3D-surface of energy-angle dependence of correspond differential cross sections are presented.

Key words: negative ion of silicon, electron scattering, *R*-matrix, *B*-spline, the integral and differential cross sections.

В.Ф. Гедеон

Ужгородский национальный университет, Украина, 88000, Ужгород, ул. Волошина, 54

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИОНЕ Si^-

В рамках метода R -матрицы с B -сплайнами исследованы процессы рассеяния электронов на отрицательном ионе кремния в области энергий до 100 эВ. Для точного представления волновых функций мишени использовался многоконфигурационный метод Хартри-Фока с неортогональными орбиталями. Рассчитаны интегральные сечения рассеяния $e + Si^-$ для всех переходов между связанными состояниями $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$ $^4S^o$, $^2D^o$ и $^2P^o$ отрицательного иона. Представлены 3D-поверхности энергетически-угловых зависимостей соответствующих дифференциальных сечений рассеяния.

Ключевые слова: отрицательный ион кремния, рассеяние электронов, R -матрица, B -сплайны, интегральные и дифференциальные сечения.