

УДК 539.1.08, 539.198

Л.О. Бандурина¹, В.Ф. Гедеон²

¹ІЕФ НАН України, 88000, Ужгород, вул. Університетська, 21

²Ужгородський національний університет, Україна, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54

e-mail: vfg-vik@yandex.ua

РЕЗОНАНСНА СТРУКТУРА ПЕРЕРІЗІВ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ НА АТОМІ ВУГЛЕЦЮ

Наближення R -матриці з B -сплайнами застосоване для дослідження збудження електронним ударом атома вуглецю в низькоенергетичних припорогових областях. Перерізи збудження проявляють виражену резонансну структуру в цій області енергій, особливо для слабких спин-заборонених переходів і переходів з метастабільних станів. Представлені положення, ширини і здійснена класифікація виявлених резонансів.

Ключові слова: атом вуглецю, розсіяння електронів, R -матриця, B -сплайни, інтегральні перерізи, резонансна структура.

Вступ

Вуглець належить до найбільш поширених елементів видимого всесвіту. Лінії вуглецю проглядаються як у спектрах далеких зірок, так і в спектрах планет Сонячної системи. Він є невід'ємною складовою порід і мінералів земної кори, атмосфери та безпосередньо оточуючого людей середовища. Його роль у формуванні біологічних структур важко переоцінити. Наявність вуглецю у різноманітних природних і створених людиною матеріалах надає їм рідкісних і цінних характеристик, недосяжних при його заміщенні іншими елементами. Поряд з берилієм і бором, він є чи не найпершим кандидатом для плазмової обробки поверхонь у токамаках. При всьому тому, електронна оболонка атома вуглецю містить лише шість електронів і відноситься до найпростіших за своєю структурою. Однак, „простота” вуглецю оманлива. Цей елемент належить до розряду тих небагатьох атомів, процес розсіяння електронів на яких дотепер ще експериментально не вивчався. Основною перепорою для проведення таких експериментів є висока температура плавлення вуглецю. Тому всі відомості стосовно процесів зіткнення $e + C$ наразі беруться з теоретичних розрахунків. Проте й останніх представлено в літературі лічені випадки.

Серед теоретичних досліджень, виконаних на сучасному рівні точності отримання

результатів, відзначимо два незалежні розрахунки [1, 2] перерізів розсіяння електронів низьких енергій на атомах вуглецю у двох різних версіях R -матричного наближення. В ґрунтовній роботі Dunseath *et al.* [1] встановлені основні параметри інтегральних перерізів (ІП) розсіяння $e + C$ для вибраних переходів із основного $2p^2 \ ^3P$ та метастабільних $2p^{21}D$ і $2p^2 \ ^1S$ станів атома вуглецю. Розрахунки [1] були здійснені в стандартному R -матричному наближенні, з урахуванням у розкладі сильного зв'язку 28 фізичних станів атома-мішені.

У своїй більш пізній зі співавторами роботі [2] ми представили, для порівняння з даними [1], теоретичні розрахунки перерізів розсіяння та швидкостей збудження електронним ударом вуглецю із трьох нижніх станів у ті з вище розміщених станів, перерізи збудження яких виявилися найбільшими за абсолютною величиною. Розрахунки Zatsarinny *et al.* [2] були здійснені в аналогічній до [1] моделі розсіяння, проте обчислення як структури, так і процесів зіткнення були виконані нами в рамках новітньої розширеної версії R -матричного методу з B -сплайнами (BSR) [3]. Структура мішені в [2] була розрахована у значно більш вишуканому наближенні в порівнянні з даними [1]. Тому енергії рівнів атома C та сили осциляторів, отримані нами, знаходяться у набагато кращому узгодженні з експериментальними даними, реко-

мендованими NIST [4], ніж дані [1]. У розкладі сильного зв'язку нами було враховано 28 зв'язаних і автоіонізаційних станів атома вуглецю з конфігурацій $1s^2 2s^2 2p^2$, $1s^2 2s^2 2p 3l$, ($l=0,1,2$), $1s^2 2s^2 2p 4s$, $1s^2 2s 2p^3$ та $1s^2 2p^4$ плюс вісім псевдостанів для більш точного відтворення поляризації основного стану атома вуглецю (наближення BSR28). Відповідно, перерізи, представлені нами в [2] відрізнялися від даних [1] аж до фактора 2. У більш пізніх роботах [5, 6] ми представили результати розширених розрахунків BSR28-перерізів розсіяння електронів на вуглеці в основному $2p^2 \ ^3P$ та метастабільних $2p^2 \ ^1D$ і $2p^2 \ ^1S$ станах у всі вище розміщені фізичні стани, включені в даний розклад сильного зв'язку. В працях [2, 5-6] нами були також з'ясовані основні параметри резонансної структури перерізів розсіяння $e + C$ в припороговій області енергій. Проте у вказаних статтях лишилися поза увагою деталі отримання характеристик резонансів в енергетичних залежностях III розсіяння.

Метою даної роботи є аналіз резонансної структури перерізів розсіяння $e + C$ та знаходження параметрів автоіонізаційних і автовідривних станів атому вуглецю.

Методи розрахунку

Як слідує з контексту, дана робота є прямим продовженням праць [2] та [5, 6]. Тому ми не зупиняємося на деталях методики проведених розрахунків спектроскопічних характеристик та перерізів розсіяння. Зазначимо лише, що застосований розклад сильного зв'язку включав 28 фізичних станів атома вуглецю, доповнених вісьмома псевдостанами – для зручності обговорення, на рис. 1 наведена схема розрахованих нами енергетичних рівнів атома C (біля кожного рівня, крім спектроскопічного позначення, проставлений його порядковий номер по шкалі енергій). R -матричний радіус брався рівним $50 a_0$, де a_0 – борівський радіус. Він є достатньо великим, аби всі зв'язані орбіталі ефективно занулялися на границі. Ми враховували в чисельних розрахунках $L=15$ парціальних хвиль, зі 100 B -сплайнами для розкладу континуальних орбіталей. Для спин-дозволених переходів була застосована процедура оцінки вкладу в перерізи від парціальних хвиль з

великими L , що не були розраховані безпосередньо. Розрахунки у зовнішній області були здійснені за допомогою асимптотичного R -матричного пакету FARM [7].

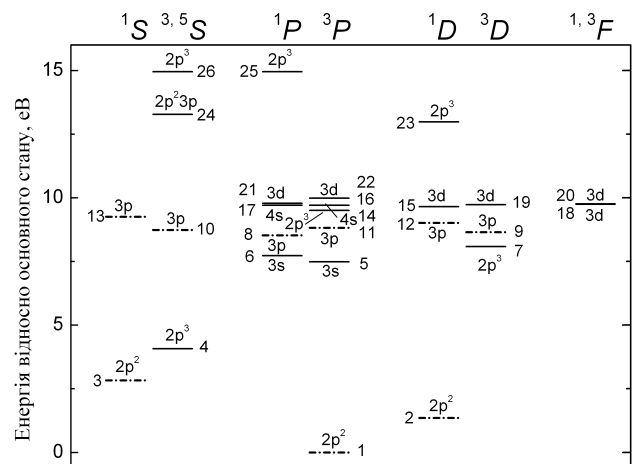


Рис. 1. Схема розрахованих рівнів енергії атома вуглецю.

Встановлення характеристик резонансної структури в енергетичних залежностях III розсіяння є складною теоретичною і практичною задачею. У повній мірі вона на сьогоднішній день ще не розв'язана. Зокрема це стосується ситуації з розділенням окремих резонансів, що перекриваються між собою. Здебільшого задача розрізнення окремих резонансів з набору вирішувалася на емпіричному рівні (див., наприклад, Aiba *et al.* [8]). Тільки зовсім недавно в роботі Shimamura [9] була доведена теорема, що дозволяє повністю розділити резонансні та нерезонансні простори каналів розсіяння.

Як відомо, резонансні стани можуть розпадатися в будь-який відкритий канал спільної симетрії. Вони можуть також розпадатися в довільний власний канал, визначений шляхом діагоналізації S -матриці. Проте, як відомо, ізольований резонанс розпадається тільки в один окремий з власних каналів (іменованих Q -власними каналами), який визначається шляхом діагоналізації матриці часової затримки $Q = i\hbar S dS^\dagger / dE$ (знак „ \dagger ” позначає ермітове спряження). Цьому виділеному Q -власному каналу відповідає власне значення, залежність якого від енергії E має форму лоренціана. Доведена в [9] теорема узагальнює це для N резонансів, що перекриваються: тільки N власних значень Q -матриці є ненульовими і „проявляють” N профілів лоренці-

анів, відділених один від одного в області точок їх перекриття, доводячи таким чином, що S -матрична основа є незалежною від енергії E . Кожний з резонансів, що перекриваються, може розпастися тільки в N Q -власних каналів, які відповідають цим власним значенням, і в жодний інший з Q -власних каналів. Таким чином, набір Q -власних каналів може бути ясно і однозначно виділений у „простір резонансних каналів”, тобто під-набір N -власних каналів, зв’язаних з резонансами.

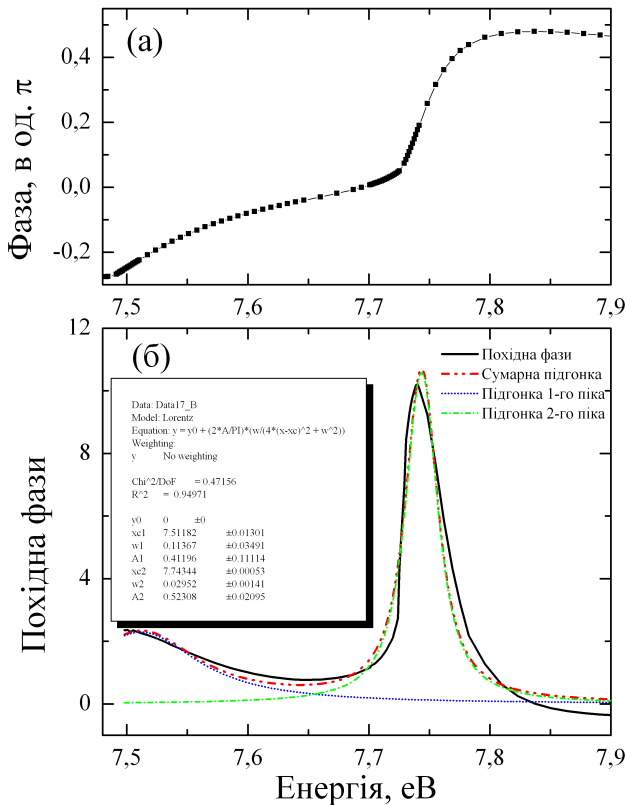


Рис. 2. Приклад резонансів, що перекриваються, в парціальній $^2S^e$ -хвилі: (а) – зміна фазових сум $\delta(E)$ в області перекриття резонансів; (б) – двохпікова підгонка резонансних профілів в енергетичній залежності похідної від фазових сум лоренціанами (здійснено засобами ORIGIN 7.0).

Якщо перевести вказані теоретичні положення в практичну площину, то пошук та ідентифікація резонансів може бути здійснена наступним чином. Загальновідомо, що резонанси можуть бути виокремлені за швидким збільшенням власних фазових сум $\delta(E)$, як показано на рис. 2а, де спостерігаються два резонанси. Перевірка власних значень $q(E)$ Q -матриці може підтвердити або заперечити наявність двох подібних резонансів. Тоді сума $\text{Tr } Q(E)$ може бути розділена на два лоренціани, що перекриваються, рис. 2б, і з

них можуть бути встановлені положення та ширини вказаних резонансів (підгонка резонансних профілів лоренціанів здійснена засобами ORIGIN 7.0). Принагідно зауважимо, що не всі з виділених під час подібного аналізу резонансів, були включені нами в результуючу таблицю. На рис. 2а,б, де зображено фазові суми та профілі лоренціанів для парціальної хвилі $^2S^e$, парціально-фазовий аналіз вказує на наявність двох резонансів при енергіях 7.512 та 7.743 еВ, відповідно. Проте, подібний до „каспу” обрив профілю першого з цих лоренціанів ставить під сумнів адекватність параметрів отриманого резонансу. Крім того, скачок фази в області першого резонансу складає всього ~ 0.3 од. π , у той час як він повинен бути близьким до ~ 1.0 од. π . Виходячи з таких міркувань, цей та інші подібні резонанси не були включені нами в загальний перелік.

Результати та їх обговорення

Проведені нами розрахунки виявили помітну резонансну структуру для більшості індукованих електронним ударом переходів в атомі вуглецю при низьких енергіях. Приклади резонансних особливостей наведені на рис. 3 і 4, для переходів з основного і метастабільних станів, відповідно.

Для класифікації резонансної структури ми здійснили парціально-хвильовий аналіз для кожного переходу, включеного в розрахунок власних значень фазових сум для кожної парціальної хвилі. Области енергій, де власні значення фазових сум δ були близькі до π , перераховувалися з малим кроком по енергії, аж до 10^{-5} Ry, з тим щоб визначити похідну по енергії від власних значень фазових сум з високою точністю. Як вказувалося вище, в області резонансу ця похідна приймає форму лоренціана, у той час як її максимум визначає положення резонансу, а резонансна ширина рівна $2/(d\delta/dE)$ у точці розміщення резонансу. Відмітимо, що R -матричний метод не дає однозначного „рецепту” щодо класифікації резонансів. Щоб отримати певні непрямі ключі до класифікації, ми проаналізували розклад полюсів R -матриці по каналах в околі кожної структури. В якості вихідного було прийнято припущення, що в якості головної компоненти розглядуваного

резонансу має братися найбільший з вкладів від закритих каналів. В таблиці 1 наведені резонансні особливості, ідентифіковані у даних розрахунках методом R -матриці з B -сплайнами, і порівняні з результатами інших існуючих передбачень.

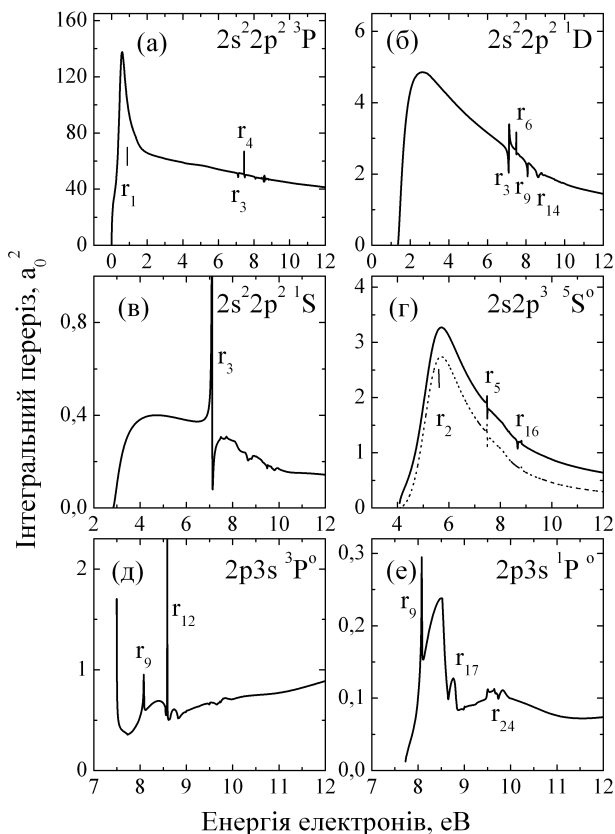


Рис. 3. Резонансна структура перерізів для вибраних переходів з основного стану $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P$. Кінцеві стани проставлені у кожному з графічних вікон. Резонанси пронумеровані згідно таблиці 1.

Від'ємний іон вуглецю утворює два зв'язані стани, а саме $2s^2 2p^3 \ ^4S^o$, який є зв'язаним відносно основного стану $2p^2 \ ^3P$ атома С з енергією 1.262 eV, та збудженого стану $2s^2 2p^3 \ ^2D^o$, чия спорідненість складає тільки 0.033 eV [10]. Ці енергії зв'язаних станів можуть бути використані для перевірки якості хвильових функцій мішені та моделі розсіяння. Найнижчі полюси R -матриці в парціальних хвилях $\ ^4S^o$ та $\ ^2D^o$ повинні лежати близько до згаданих вище зв'язаних станів. Дійсно, ці найнижчі полюси R -матриці в даних розрахунках були встановлені при -1.228 eV та -0.022 eV, відповідно, у достатньо хорошому узгодженні з наведеними вище експериментальними значеннями. Таке узгодження вказує на те, що як розраховані нами хвильові функції мішені, так і повний роз-

клад сильного зв'язку містять значну частину короткодіючих кореляцій і забезпечують хорошу оцінку для зв'язаних станів іона C^- . Ми підкреслюємо, що всі наші енергії розраховані *ab initio*, тобто ніде не було застосовано жодного зсуву.

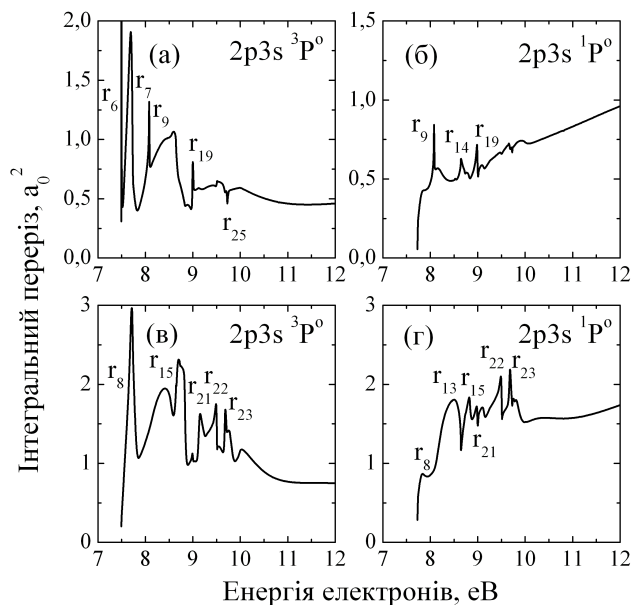


Рис. 4. Резонансна структура перерізів для вибраних переходів з метастабільних станів $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1D$ (а), (б) та $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1S$ (в), (г). Кінцеві стани проставлені у кожному з графічних вікон. Резонанси пронумеровані згідно таблиці 1.

Третій терм конфігурації $2p^3$, а саме $\ ^2P^o$, є незв'язаним, але він був виявлений у багатьох попередніх розрахунках (див., наприклад огляд Buckman and Clark [11] в якості резонансу форми (шейп-резонансу). Наші розрахунки передбачають $\ ^2P^o$ -резонанс у пружному перерізі як пороговий пік при 0.585 eV (див. рис. 3а). У розрахунках цей пік проявляється, насамперед, як різке зростання у фазовому зсуві p -хвилі, яке, проте, не дає повного зростання на π рад. У таких випадках енергією резонансу часто називають енергію, при якій парціальний переріз досягає свого максимуму, а ширина визначається через максимальне значення похідної від зсуву фаз. Найбільш детально попередні дослідження цього резонансу були проведені Johnson *et al.* [12]. Вони також використовували метод R -матриці, зв'язуючи три нижчі спектроскопічні стани вуглецю та три псевдостани для відтворення поляризації основного стану. Як видно з табл. 1, цей відносно простий метод дає положення та ширини ре-

зонансів у близькому узгодженні з нашими передбаченнями. Тому ми розглядаємо параметри цього резонансу як дуже добре встановлені. Відмітимо, що резонанс ${}^2P^o$ у наших розрахунках описується як стан $2p^2\bar{2}\bar{p}$, тобто електрон $2\bar{p}$ приєднується головним чином до вихідного стану $2p^2\bar{3}P$. Ми використовуємо позначення $2\bar{p}$ для вказівки на те, що ця орбіталь є подібною, але все ж таки розрізняємо відмінною від вихідної $2p$ -орбіталі. Відмітимо, що прямі багатоконфігураційні розрахунки методом Хартрі-Фока (MCHF) стану $2p^3\bar{2}P^o$ проявляють дуже слабку збіжність і передбачають надто високу енергію відносно вихідної. Тому ми стверджуємо, що опис $2p^2\bar{2}\bar{p}$ є дійсно більш прийнятним для цього резонансу.

Таблиця 1
Параметри резонансів в III зіткнення e + C

№	Класифікація	Початковий стан	E, eV	G, meV	Інші автори
1	$2p^2\bar{2}P^o$	$2p^2\bar{3}P$	0.585	445	0.57, 440 ^a
2	$2s2p^3\bar{2}P$	$2s2p^3\bar{5}S^o$	5.700	2eV	5.4, 1.4 eV ^b 5.2, 1.1 eV ^c
3	$2p3s^2\bar{2}P^o$	$2p3s\bar{3}P^o$	7.109	23.3	7.07 ^d
4	$2p3s3p\bar{4}D$	$2p3s\bar{3}P^o$	7.446	3.05	7.45 ^d
5	$2p3s3p\bar{4}P$	$2p3s\bar{3}P^o$	7.486	2.70	
6	$2p3s3p\bar{2}P$	$2p3s\bar{1}P^o$	7.495	5.04	
7	$2p3s3p\bar{2}D$	$2p3p\bar{3}D$	7.718	81.6	
8	$2p3s3p\bar{2}S$	$2p3p\bar{3}S$	7.743	29.5	
9	$2s2p^3\bar{3}S^o\bar{2}D^o$	$2s2p^3\bar{3}D^o$	8.075	15.7	
10	$2p3p^2\bar{2}S^o$	$2p3p\bar{1}P$	8.438	4.10	
11	$2p3p^2\bar{4}D^o$	$2p3p\bar{3}D$	8.548	8.23	8.59 ^d
12	$2p3p^2\bar{4}P^o$	$2p3p\bar{3}D$	8.588	4.41	
13	$2p3p4s\bar{2}D$	$2p3p\bar{3}D$	8.625	34.6	
14	$2p3p^2\bar{2}D^o$	$2p3p\bar{3}D$	8.637	65.1	
15	$2p3p^2\bar{2}P^o$	$2p3p\bar{3}P$	8.660	128	
16	$2p3p^2\bar{4}S^o$	$2p3p\bar{3}P$	8.672	26.9	
17	$2p3p^2\bar{2}D^o$	$2p3p\bar{3}P$	8.761	77.6	
18	$2p3d4p\bar{4}F$	$2p3d\bar{3}D^o$	8.912	272	
19	$2p3p4s\bar{2}D$	$2p3p\bar{1}D$	8.995	24.6	
20	$2p3d4p\bar{2}F$	$2p3d\bar{1}D^o$	9.034	178	
21	$2p3p4s\bar{2}S$	$2p3p\bar{1}S$	9.129	73.0	
22	$2s2p^3\bar{3}S^o\bar{2}P^o$	$2s2p^3\bar{3}P^o$	9.496	64.0	
23	$2p4s^2\bar{2}P^o$	$2p4s\bar{3}P^o$	9.680	44.7	9.48 ^d
24	$2p3d4s\bar{2}D^o$	$2p3d\bar{3}D^o$	9.725	33.2	
25	$2p3d4s\bar{2}F^o$	$2p3d\bar{1}F^o$	9.725	12.5	
26	$2s2p^3\bar{3}S^o\bar{2}S^o$	$2s2p^3\bar{3}S^o$	12.93	109	

^aJohnson *et al.* [12], R-матричний розрахунок 6 станів.

^bMiura *et al.* [13], R-матричний розрахунок 3 станів.

^cKashenock and Ivanov [14], RPAE-розрахунок.

^dMatese [16], метод MCHF.

Наступною особливістю, з перерахованих у табл. 1, є шейп-резонанс $2s2p^3\bar{2}\bar{p}\bar{4}P$, який був широко обговорений у літературі, головним чином у зв'язку з фоторозщепленням C⁻ [13, 14]. Цей резонанс розміщений десь на 1.2 eV вище стану $2s2p^3\bar{5}S^o$ атома вуглецю і може авторозщеплюватися або в стан ${}^5S^o$ або в основний стан 3P . У збудженні електронним ударом, резонанс $2s2p^3\bar{2}\bar{p}\bar{4}P$ зазвичай проявляється у вигляді широкого максимуму в перерізі збудження стану $2s2p^3\bar{5}S^o$, як це видно з пунктирної лінії на рис. 3г. Як відомо, положення і ширини таких широких резонансів важко визначити точно. Ми встановили його положення і ширину тим самим шляхом, що і для резонансу $2p^2\bar{2}\bar{p}$, обговореному вище. Ці значення задовільно узгоджуються з передбаченнями інших розрахунків фоторозщеплення [13, 14]. Відмітимо, що ми використовуємо теоретичні енергії мішені, і похибка в енергіях мішені впливає на положення резонансів. Як відзначали Buckman and Clark [11], неопубліковані розрахунки Le Dourneuf [15] поляризованих псевдо-станів передбачають також резонанси, пов'язані з іншими термами конфігурації $2s2p^4$: 2D при 9.5 eV, 2S при 11.6 eV, та 2P при 12.7 eV. Ми не змогли встановити в наших розрахунках жодного доказу існування цих резонансів. Ми стверджуємо, що інші терми конфігурації $2s2p^3$, за винятком терму ${}^5S^o$, не дають форму потенціалу, що може призвести до утворення шейп-резонансу.

Більшість інших резонансів, представлених в табл. 1, є вузькими резонансами феш-бахівського типу з дуже малими ширинами. Всі виявлені резонанси і відповідні піки позначені на рис. 3 і 4 згідно їх нумерації в табл. 1. Інші незначні особливості, що спостерігаються в енергетичних залежностях III розсіяння, пов'язані здебільшого з пороговою поведінкою III. Ми бачимо, що резонансні структури забезпечують значні вклади до перерізу деяких переходів, особливо для слабких спін-заборонених. Приклад цього наведений на рис. 3е. У загальному, резонансна структура в перерізах збудження з метастабільних станів (див. рис. 4) є набагато більш помітною у порівнянні зі збудженням з основного стану. Вона слугує непрямим підтвердженням того, що резонанси переважно розпадаються у збуджені стани.

Зауважимо, що крім наших досліджень [2], поки що не було представлено жодних розрахунків розсіяння $e + C$, які би включали вивчення резонансної структури в області енергій вище 6 еВ. Проте, Matese [16] здійснив розрахунки зв'язаних станів для виявлення резонансів, пов'язаних з конфігураціями $2p3s$, $2p3p$ та $2p4s$. Він використовував шість nl орбіталей ($3s, 4s, 5s, 3p, 4p, 3d$), які були оптимізовані відносно енергій $2pnl$ вихідних станів і „розширені” резонансними хвильовими функціями в стани вигляду $2pnl'n'l$. Фешбахівський резонанс реєструвався, якщо розрахована енергія C^- була меншою, ніж розрахована енергія відповідного вихідного стану. Були встановлені чотири такі резонанси і їх енергії вказані в табл. 1. Ми бачимо хороше узгодження наших резонансних енергій з результатами Matese's, маючи на увазі те, що наші результати включають невизначеність енергій мішені. Що стосується експерименту, то у вимірюваннях спостерігалася лише лінія автофоторозщеплення в спектрі зіткненні C-He при 7.44 еВ (Lee and Edwards [17]). Збереження спіну вказує також на те, що цей резонанс повинен належати квартетному стану. Вони ідентифікували резонанс як стан $2p3s3p\ ^4D$, розрахований Matese, основуючись на узгодженні експериментальної

і розрахованої енергій. Наші результати підтверджують таке маркування.

Висновки

Ми представили детальний аналіз резонансної структури в III розсіяння $e + C$ в низькоенергетичних припорогових областях. Резонансні структури можуть давати суттєвий вклад в інтегральні перерізи, зокрема для слабких спин-заборонених переходів і переходів з метастабільних станів. Ми описали саму процедуру знаходження характеристик цих резонансів і привели їх параметри. В загальному нами ідентифіковано 26 резонансів, разом з їх положеннями та ширинами (див. також [2]). До здійснення наших зі співавтори розрахунків Zatsarinny *et al.* [2], більшість з цих резонансів не були передбачені раніше. Параметри ж обмеженого числа резонансів, для яких є в наявності літературні дані, знаходяться в хорошому узгодженні з нашими розрахунками.

Автори висловлюють подяку д-ру Закарінному О.І. та проф. Бартшату К. за допомогу у проведенні досліджень, що привели до появи даної роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Dunseath K.M., Fon W.C., Burke V.M., Reid R.H.G. and Noble C. Electron-impact excitation of the $n \leq 4$ levels of carbon // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1997. – V. 30, No 2.– Pp. 277–287.
2. Zatsarinny O., Bartschat K., Bandurina L. and Gedeon V. Electron-impact excitation of carbon // Phys. Rev. A. – 2005. – V. 71. – No 4. – P. 042702 (9pp.).
3. Zatsarinny O. BSR: B-spline atomic R-matrix codes // Comput. Phys. Commun. – 2006. – V. 174, No 4.– Pp. 273–356.
4. NIST 2005. *Atomic Spectra Database* // http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd.
5. Бандурина Л.О., Гедеон В.Ф. Розрахунки перерізів розсіяння електронів на атомі вуглецю // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. – 2010. – вип. 27. – С. 66-71.
6. Бандурина Л.О., Гедеон В.Ф. Особливості перерізів розсіяння електронів на атомі вуглецю // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. – 2010. – вип. 27. – С. 83-86.
7. 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.
8. Aiba K., Igarashi A. and Shimamura I. Time-delay matrix analysis of several overlapping resonances: applications to the helium atom and the positronium negative ion // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.– 2007.– V. 40, No 2.– Pp. F9–F17.
9. Shimamura I. Complete separation of resonance and nonresonance channel spaces //

- J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2011. – V. 44, No 20. – P. 201002 (4pp).
10. Andersen T., Haugen H.K., and Hotop H. Binding Energies in Atomic Negative Ions: III // J. Phys. Chem. Ref. Data – 1999. – V. 28, No 6. – P. 1511–1523.
 11. Buckman S.J. and Clark C.W. Atomic negative-ion resonances // Rev. Mod. Phys. – 1994. – V. 66, No 2. – P. 539-655.
 12. Johnson C.T., Burke P.G. and Kingston A.E. Electron scattering from the fine structure levels within the $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P^e$ ground state of C I // J. Phys. B. – 1987. – V. 20, No 11. – P. 2553-2564.
 13. Miura N., Noro T. and Sasaki F. Theoretical study of the $2s^2 p^4 \ ^4P$ resonance state in the photodetachment of C^- // J. Phys. B. – 1997. – V. 30, No 23. – P. 5419-5428.
 14. Kashenock G.Yu. and Ivanov V.K. The $2s^1 2p^4$ autodetachment resonance in the C^- negative ion // Phys. Lett. A. – 1998. – V. 245, No 1-2. – P. 110-116.
 15. Le Dourneuf M. These de Doctorat D'Etat, Université Paris, 1976 (unpublished).
 16. Matese J. J. Doubly excited states of C^- and O^- // Phys. Rev. A. – 1974. – V. 10, No 1. – P. 454-457.
 17. Lee N. and Edwards A.K. Autodetaching state of C^- and autoionizing states of C // Phys. Rev. A. – 1975. – V. 11, No 5. – P. 1768-1770.

Стаття надійшла до редакції 22.11.2011

L.O. Bandurina¹, V.F. Gedeon²

¹ Institute of Electron Physics, Ukraine, 88000, Uzhhorod, 21 Universitetska Str.

² Uzhhorod National University, Ukraine, 88000, Uzhhorod, 54 Voloshyna Str.

THE RESONANCE STRUCTURE OF ELECTRON SCATTERING CROSS SECTIONS ON CARBON ATOM

The *B*-spline *R*-matrix method is used to investigate the electron-impact excitation of neutral carbon an in the low-energy near-threshold regions. The excitation cross sections exhibit prominent resonance structures in these energy region, especially for the weak spin-forbidden transitions and transitions from metastable states. The energy positions, widths, and classifications for the detected resonances are presented.

Key words: carbon atom, electron-impact scattering, *R*-matrix, *B*-spline, integral cross sections, resonance structure.

Л.О. Бандурина¹, В.Ф. Гедеон²

¹ ИЭФ НАН Украины, 88000, Ужгород, ул. Университетская, 21

² Ужгородский национальный университет, Украина, 88000, Ужгород, ул. Волошина, 54

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМЕ УГЛЕРОДА

Приближение *R*-матрицы с *B*-сплайнами применено для исследования возбуждения электронным ударом атома углерода в низкоэнергетических припороговых областях. Сечения возбуждения проявляют выраженную резонансную структуру в этой области энергий, особенно для слабых спин-запрещенных переходов и переходов с метастабильных состояний. Представлены положения, ширины и осуществлена классификация обнаруженных резонансов.

Ключевые слова: атом углерода, рассеяние электронов, *R*-матрица, *B*-сплайны, интегральные сечения, резонансная структура.