

РЕЗОНАНСНА ІОНІЗАЦІЯ ГЕЛІЮ ЕЛЕКТРОННИМ УДАРОМ В ОБЛАСТІ ВИЩЕ ПОРОГУ УТВОРЕННЯ ЗБУДЖЕНИХ ІОНІВ

Т.М. Заяць, А.І. Опачко

Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики,

88000, Ужгород, вул. Волошина, 32

e-mail: ztn@gaser.uzhgorod.ua

Розраховані узагальнені сили осцилятора (УСО) переходу в неперервний спектр атома He в області енергій збудження $E=69.0 - 73.0$ eV, а саме: між другим та третім порогами. Резонансна структура неперервного спектра гелію в цій області дана у вигляді диференціальних парціальних УСО переходу для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$ в різних кінематичних умовах. Проаналізовано прояв окремих квазістаціонарних станів при різних значеннях переданого імпульса.

1. Вступ

Криві УСО переходу в залежності від енергії втрат можуть мати резонансну структуру, обумовлену проявом автоіонізаційних станів системи (AIC). Збудження одним електроном двоелектронних автоіонізаційних (квазістаціонарних) станів здійснюється за рахунок міжелектронних кореляцій [1]. Таким чином при вивченні УСО переходу виявляється можливим отримати інформацію про структуру неперервного спектру атома, застосовності тих чи інших моделей опису континууму станів атома, механізмів збудження та розпаду AIC.

2.Методика розрахунку

В роботах [2-6] було продемонстровано, що неперервний спектр гелію має резонансну структуру, як при іонізації атома фотонами, так і при іонізації атома електронами в області вище другого порогу іонізації. Немонотонна поведінка кривих УСО переходу в цій області спектру обумовлена проявом автоіонізаційних

станів, які збігаються до порогу $N=3$. В даних розрахунках при описанні станів гелію в області неперервного спектру, де містяться квазістаціонарні стани, що збігаються до третього порогу атома гелію, враховувались всі міжконфігураційні взаємодії скінченної кількості базисних конфігурацій, що відповідають двоелектронним збудженням в області між другим та третім порогами (закриті канали) та електрону з додатнім значенням енергії над основним або першим збудженим станом іона He^+ (відкриті канали). В розрахунках враховувались стани з повним моментом гелію $L \leq 3$. Підпростір відкритих каналів налічував три конфігурації для $L=0$ та чотири для інших значень L , що відповідало включенню в розрахунок каналів, які відповідають заселенню основного та першого збудженого станів іона He^+ : $1s\epsilon L, 2s\epsilon L, 2p\epsilon(L-1), 2p\epsilon(L+1)$.

Для кожного значення моменту L , підпростір закритих каналів заповнювався більш ніж двадцятью конфігураціями, а саме:

S, L=0 3sns; n=3-9;
P, L=1 3snp; n=3-7;

3pnp; n=3-9;
3pns; n=4-7;
3dnd; n=3-8;
3pnd; n=3-7;
4fnf; n=3-8;
4dnp; n=4-7;

3dnf; n=4-7;

3pnp; n=3-7;

4fnd; n=4-7;

D, L=2 3snd; n=3-7;
F, L=3 3snf; n=4-7;

3dns; n=4-7;
4fns; n=4-7;
3pnf; n=4-7;
3png; n=5-7;
4fnp; n=4-7;
5gnp; n=4-7;
3dng; n=5-7;
3dnh; n=6-7;
5gnd; n=4-7;
6hnd; n=4-7;
3dnd; n=3-7;
4fnf; n=4-7.

В якості базисних функцій для їх описання використовувались кулонівські хвильові функції з зарядом $Z=2$. В подальшому підпростір цих станів попередньо діагоналізувався.

Підпростір відкритих каналів був попередньо діагоналізований також. Процедура отримання попередньо діагоналізованих функцій підпростору відкритих каналів по Фано [7] в даному випадку еквівалентна знаходженню хвильової функції електрона в полі іона He^+ з урахуванням сильного зв'язку каналів нерезонансного непружного розсіювання. Таким чином, в якості попередньо діагоналізованих хвильових функцій підпростору відкритих каналів використовувались функції неперервного спектру гелію, отримані розв'язанням системи зв'язаних інтегральних рівнянь [6] для K - матриці розсіювання електрона на іоні.

Для точного врахування взаємодії між попередньо діагоналізованим підпростором відкритих та закритих каналів в даному розрахунку використано метод взаємодіючих конфігурацій в представленні комплексних чисел [2-6]. Загальний розв'язок системи рівнянь Фано [8] був записаний таким чином, щоб комплексна хвильова функція неперервного спектру в області АІС мала T - матричну асимптотику в представленні дійсних чисел. В рамках цього підходу положення та ширини резонансів розраховуються як дійсна та уявна частини власних значень

комплексної матриці гамільтоніану, яка враховує взаємодії конфігурацій попередньо діагоналізованих закритих каналів через попередньо діагоналізовані відкриті канали в точках на i ззовні енергетичної поверхні. Залежність від енергії власних значень комплексної матриці для розглядуваної області енергій збудження гелію слаба, а тому виявляється можливим і у випадку багатьох резонансів ввести параметри - характеристики окремих резонансів (положення резонанса - E_r , ширину резонанса - Γ_m , профільний індекс - q_m та індекс ρ^2 в повних та парціальних УСО), по аналогії з тим, як це зроблено в роботі Фано [1] для випадку одного резонансу. Параметри резонансів в даному методі розрахунку виявляється можливим ввести в формалізм незалежно від того, виділений цей резонанс в перерізах як обособлений або він дає вклад в огинаючу криву декількох взаємодіючих близько розміщених один від одного резонансів. При проведенні даних розрахунків вищевказаний формалізм був узагальнений на випадок іонізації гелію електронами.

3. Резонансна структура неперервного спектру He в диференціальних парціальних УСО переходу для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$; в різних кінематичних умовах.

Аналіз результатів проведених розрахунків продемонстрував, що

резонансна структура обумовлена наявністю АІС, які збігаються до третього порогу іонізації гелію, найбільш сильно проявляється в залежності від переданої енергії в парціальних УСО, які відповідають іонізації на $n=2$ стан іона He^+ .

На Рис.1 - Рис.4 приведені парціальні УСО переходу в континуум гелію в інтервалі енергій збудження $E=69.0 - 73.0$ eВ, для всіх, врахованих в розрахунках значень повного моменту L , при значеннях переданого імпульса $Q=0.1$ a.e.⁻¹; $Q=1.0$ a.e.⁻¹ $Q=2.1$ a.e.⁻¹ ; $Q=3.0$ a.e.⁻¹.

Розглянемо розраховані в даній роботі парціальні диференційні УСО переходу в неперервний спектр гелію при резонансній іонізації його швидкими електронами в області між другим та третім порогами іонізації. Розглянемо Рис.1, який складається з чотирьох частин, кожна з яких відповідає конкретному значенню повного моменту L . Для значення переданого імпульса $Q=0.1$ a.e.⁻¹ приведені залежності парціальних диференційних сил осцилятора переходу $\mathcal{J} / \mathcal{E}$ в залежності від енергії збудження. Для значення $L=0$, крива 2 відповідає каналу $2ses$; крива 3 відповідає каналу $2per$; крива 1 - це сума кривих 2 та 3. Для значення повного моменту $L=1$, крива 2 відповідає каналу $2sep$; крива 3 відповідає каналу $2pes$; крива 4 відповідає каналу $2ped$, а крива 1 - сума кривих 2, 3 та 4. Для значення повного моменту $L=2$, крива 2 відповідає каналу $2sed$; крива 3 відповідає каналу - $2per$; крива 4 відповідає каналу $2pef$, а крива 1 - є сума кривих 2,3 та 4. Для значення повного моменту $L=3$, крива 2 відповідає каналу $2sef$; крива 3 відповідає каналу $2ped$; крива 4 відповідає каналу $2peg$, а крива 1 - є сума кривих 2,3 та 4. Звернемо увагу на той факт, що конкретні резонансні стани по різному проявляються в різних каналах.

Так, бачимо, що найнижчий 1S резонанс ($E=69,32$ eВ, $\Gamma=0,0826$ eВ) Тут і далі, приводяться значення E та Γ , обчислені методом взаємодіючих

конфігурацій в представленні комплексних чисел, тобто з урахуванням всіх взаємодій які між конфігураціями, які враховані в варіанті розрахунку) в каналі $2ses$ має додатній q -індекс, а в каналі $2per$ – від’ємний, в сумарній кривій q -індекс додатній. При значенні переданого імпульсу $Q=1.0$ a.e.⁻¹ (Рис. 2) даний резонанс має аналогічний вид в каналі $2ses$, але в каналі $2per$ відбувається зміна знака q -індекса на протилежний. Поскільки по абсолютній величині вклад каналу $2per$ в області резонансу більший ніж каналу $2ses$ то в сумарній кривій також відбувається зміна знаку q -індекса, в порівнянні з випадком $Q=0.1$ a.e.⁻¹. В дальнішому з ростом Q (Рис.3) знову відбувається зміна знаку q -індекса для найнижчого 1S стану ($E=69,32$ eВ, $\Gamma=0,0826$ eВ). На Рис.14 представлені розрахунки для значення переданого імпульса $Q=2.1$ a.e.⁻¹, і криві 2 та 3 знову міняються місцями: вклад каналу $2per$ стає значно меншим, аніж вклад каналу $2ses$, а q -індекс в каналі $2ses$ міняє свій знак, що в свою чергу знову змінює поведінку сумарної кривої 1 в околі найнижчого 1S резонансу. З подальшим ростом переданого імпульса з даним резонансом більше нічого суттєвого не відбувається (Рис.4). При значеннях переданого імпульса $Q \geq 3.0$ a.e.⁻¹ поведінка кривих в каналах та поведінка сумарної кривої залишається попереднім.

Другий 1S резонанс ($E=70,32$ eВ, $\Gamma=0,1795$ eВ) проявляється однаково в каналах $2per$ та $2ses$ при значеннях переданого імпульсу $Q=0.1$ a.e.⁻¹ - $Q=1.0$ a.e.⁻¹. Далі з ростом Q в каналі $2ses$ відбувається зміна знаку q -індекса для цього резонансу: Рис.3, $Q=2.1$ a.e.⁻¹. Аналогічна ситуація спостерігається і для $Q \geq 2.1$ a.e.⁻¹, Рис.4, де $Q=3.0$ a.e.⁻¹. Однак в силу малого вкладу каналу $2ses$ в порівнянні з каналом $2per$ в околі другого 1S резонансу ($E=70,32$ eВ, $\Gamma=0,1795$ eВ) сумарна крива 1, повторює хід кривої 3 - канал $2per$.

Третій 1S резонанс ($E=71,37$ eВ, $\Gamma=0,0409$ eВ) проявляється в обидвох каналах майже однаково для значення

переданого імпульса $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$. При значенні переданого імпульса $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ відбувається зміна знаку q -індекса в каналі $2p_{ep}$, а поскільки вклад каналу $2p_{ep}$ значно перевищує по абсолютній величині вклад каналу $2s_{es}$ в околі даного резонансу, то сумарна крива 1 відтворює фактично поведінку $2p_{ep}$ каналу. З подальшим ростом Q , хід кривої 3 - канал $2p_{ep}$ якісно не змінюється (Рис.3, $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ та Рис.4, $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$), але в каналі $2s_{es}$ відбуваються наступні зміни: при $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$, Рис.3 q -індекс змінює знак, а при $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$, Рис.4, знову змінює знак на протилежний і має вид, як і при $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$; Рис.2.

Четвертий 1S резонанс ($E=71,86 \text{ eV}$, $\Gamma=0,046 \text{ eV}$) якісно однаково проявляється в каналах $2s_{es}$ та $2p_{ep}$ в інтервалі переданих імпульсів $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$, причому поскільки по абсолютній величині вклад каналу $2p_{ep}$ значно перевищує вклад каналу $2s_{es}$ в околі даного автоіонізаційного стану, то парціальна на $n=2$ стан залишкового іона He^+ крива $\sigma_{n=2} / \sigma_E$ має поведінку аналогічну до поведінки кривої 3 - канал $2p_{ep}$. Така поведінка кривої 1 зберігається для цілого інтервалу переданих імпульсів Q : Рис.3 та Рис.4, де $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$. Проте в каналі $2s_{es}$, у вказаному інтервалі переданих імпульсів, q -індекс даного квазістаціонарного стану змінює свій знак на протилежний.

Найнижчий 1P резонанс, $L=1$, ($E=69,86 \text{ eV}$, $\Gamma=0,198 \text{ eV}$) однаково поводить в каналах $2s_{ep}$ та $2p_{es}$, при всіх значеннях переданого імпульсу Q (Рис.1 - Рис.4). Що стосується каналу $2p_{ed}$ (крива 4), то q -індекс резонансу в цьому каналі змінює знак з "+" на "-" при переході від $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ до $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$. В дальнішому для інтервалу переданих імпульсів $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$ така поведінка кривих зберігається.

Якісно однаково у всіх каналах поводить другий 1P - резонанс ($E=71,24 \text{ eV}$, $\Gamma=0,001 \text{ eV}$) та наступний третій 1P резонанс ($E=71,46 \text{ eV}$, $\Gamma=0,068 \text{ eV}$), хоча в силу того, що другий 1P стан дуже

вузький його слівбо помітно на фоні третього 1P резонансу, в каналах $2s_{ep}$ та $2p_{es}$ поскільки обидва ці автоіонізаційні стани розміщені близько, проте в каналі $2p_{ed}$, бачимо певне розділення цих АІС при значенні переданого імпульсу $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$.

Четвертий 1P резонанс ($E=71,66 \text{ eV}$, $\Gamma=0,079 \text{ eV}$), дуже слабо проявляється в каналах $2s_{ep}$ та $2p_{es}$, але добре виділяється в каналі $2p_{ed}$, причому чітке розділення з сусідніми резонансами в каналі $2p_{ed}$ зберігається для всього інтервалу переданих імпульсів: Рис.1 - Рис.4; $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$.

Надзвичайно цікава резонансна структура спостерігається в парціальних ОСО переходу, що обумовлена проявом 1D - резонансів ($L=2$) в серії збігаючихся до третього порогу атома гелія АІС. Найнижчий 1D - резонанс ($E=69,68 \text{ eV}$, $\Gamma=0,150 \text{ eV}$), при значенні переданого імпульсу $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ в каналі $2p_{ef}$ має від'ємний q -індекс, а в каналах $2p_{ep}$ та $2s_{ed}$ - додатний. Для $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ якісна форма резонансного профілю в каналах $2p_{ef}$, $2p_{ep}$ та $2s_{ed}$ зберігається. Проте з дальшим ростом Q картина в околі даного КС якісно змінюється: при $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$, в каналі $2p_{ep}$ q -індекс змінює знак на протилежний (Рис.3), що впливає на поведінку кривої 1. При $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$ (Рис.4) розділення вкладів кожного каналу окремо ще більш чітке, хоча поведінка кривих 2,3 та 4 аналогічна попереднім значенням Q (Рис.3). Таким чином в кривій, яка є сумою кривих парціальних каналів, форма профілю даного АІС також змінюється.

Другий 1D - резонанс ($E=70,54 \text{ eV}$, $\Gamma=0,119 \text{ eV}$) в каналах $2p_{ep}$ та $2s_{ed}$ має додатний q -індекс, а в каналі $2p_{ef}$ - від'ємний, так само як і перший резонанс, при значенні переданого імпульсу $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$. Для $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ не відбувається якісних змін профілю резонансу в каналах (Рис.3), але зростає відмінність вкладу кожного з резонансів по абсолютній величині, що ще більш виразніше проявляється при $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ (Рис.3): вклад каналів $2p_{ep}$ та $2s_{ed}$ порівняно однаковий по абсолютній

величині, а вклад каналу $2p\epsilon f$ значно зменшується, в порівнянні з інтервалом переданих імпульсів $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$. При $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$ розділення вкладів каналів проявляється ще більш виразно.

Третій 1D - резонанс ($E=71,21 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,011 \text{ еВ}$) при $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ практично не помітний в сумарній кривій 1, але має дуже чітко виражений профіль в каналах $2p\epsilon r$ та $2s\epsilon d$. Вклад цих каналів в околі резонанса по абсолютній величині набагато менший від вкладу каналу $2p\epsilon f$, що і призводить до незначного прояву даного КС в сумарній кривій. З ростом Q якісно змінюється: зростає вклад особливо $2s\epsilon d$ - каналу, що приводить до можливості спостерігати цей АІС в сумарній кривій 1 (Рис.3) при $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$. З подальшим ростом Q 1D - резонанс ($E=71,21 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,011 \text{ еВ}$) проявляється ще сильніше (Рис.3 - Рис.4) - $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$). В каналі $2p\epsilon r$ відбувається зміна знака q - індекса резонанса при $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$, а при $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ в цьому каналі даний резонанс практично не проявляється.

Четвертий 1D - резонанс ($E=71,558 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,017 \text{ еВ}$) в силу невеликої ширини в сумарних кривих не виділяється, а вписується в огинаючу криву декількох станів. В каналах $2p\epsilon r$ та $2s\epsilon d$ при $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ даний АІС проявляється досить чітко. При $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ помічаємо прояв даного КС в каналі $2p\epsilon f$, що стає більш помітним при $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ (Рис.3) та $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$ (Рис.4), причому на цьому інтервалі зміни переданого імпульса Q відбувається зміна знака q - індекса цього АІС.

Найнижчий 1F - резонанс ($E=70,88 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,091 \text{ еВ}$) якісно не міняє форми при всіх значеннях Q (Див. просумовані криві 1 на Рис.1- рис.4), а прояв даного резонанса в каналах суттєво залежить від Q . В каналах $2s\epsilon f$ та $2p\epsilon d$ q - індекс має від'ємний знак, в інтервалі переданих імпульсів $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ і додатний - каналі $2p\epsilon g$ при всіх значеннях Q . Вклад каналу $2p\epsilon g$ менший по абсолютній величині, аніж вклад інших каналів на всьому інтервалі переданих

імпульсів, що призводить до того, що в сумарних кривих при малих значеннях Q q -індекс від'ємний (Рис.1 - Рис.2). З подальшим ростом Q в каналах $2s\epsilon f$ та $2p\epsilon d$ відбувається зміна знака q -індекса для даного КС, що впливає на поведінку кривої 1 (Див. Рис.3 - Рис.4).

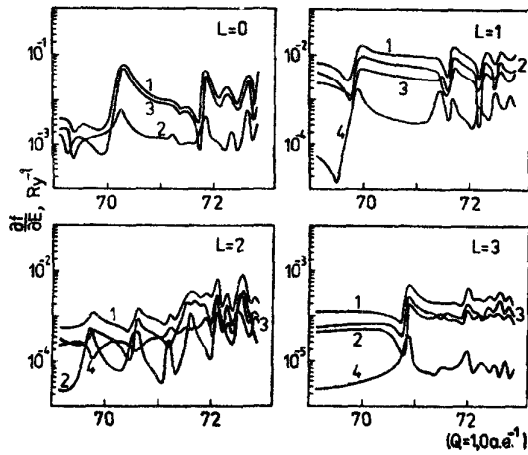
Другий 1F - резонанс ($E=71,479 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,005 \text{ еВ}$) проявляється слабо в каналах $2s\epsilon f$ та $2p\epsilon d$ при значеннях переданого імпульса $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$, практично зникає в каналі $2p\epsilon d$ при значенні переданого імпульса $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$, а також практично не проявляється в каналі $2s\epsilon f$ при значенні $Q=3.0 \text{ а.е.}^{-1}$. Що ж стосується каналу $2p\epsilon g$, то з ростом Q підсилюється прояв даного квазістаціонарного стану (Див. Рис.3 - Рис.4), причому на інтервалі переданих імпульсів $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=2.1 \text{ а.е.}^{-1}$ відбувається зміна знака q -індекса в цьому каналі.

Третій 1F - резонанс ($E=71,992 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,0024 \text{ еВ}$) при $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ добре виділяється в каналі $2p\epsilon d$ і слабо в інших каналах (Див.Рис.1). При $Q=1.0 \text{ а.е.}^{-1}$ помітно підсилюється прояв даного АІС в каналах $2s\epsilon f$ та $2p\epsilon g$ (Див. Рис.2), причому з подальшим ростом Q третій 1F - резонанс проявляється ще сильніше (Див.Рис.3 - Рис.4).

Четвертий 1F - резонанс ($E=72,135 \text{ еВ}$, $\Gamma=0,0001 \text{ еВ}$) слабо проявляється в сумарній кривій 1, що зв'язано в першу чергу з його малою шириною. При $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ (Див.Рис.1) даний резонанс проявляється практично тільки в каналі $2p\epsilon d$. З подальшим ростом Q прояв даного стану не підсилюється в каналах $2s\epsilon f$ та $2p\epsilon d$ (Див. Рис.2 - Рис.3), і стає більш помітним в каналі $2p\epsilon g$ - крива 4, але в силу того, що вклад каналу $2p\epsilon g$ значно менший, аніж інших каналів, це не впливає на поведінку кривої 1 (Див.Рис.2 - Рис.3). Причому візуальне підсилення прояву даного АІС зв'язано також з присутнім дуже близько по енергії наступним 1F - резонансом..

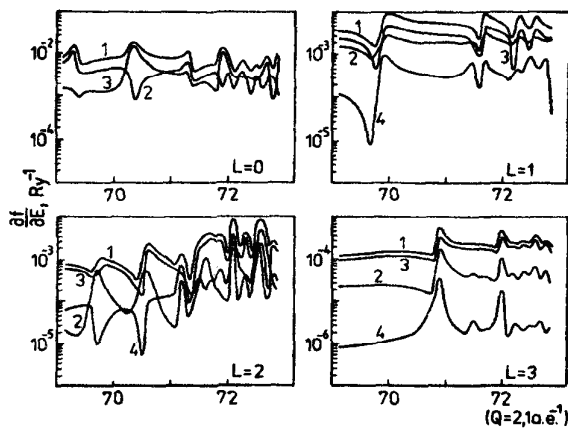
Розрахунки були проведені для інтервалу переданих імпульсів $Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$ - $Q=5.5 \text{ а.е.}^{-1}$ з кроком $\Delta Q=0.1 \text{ а.е.}^{-1}$, щоб прослідкувати динаміку поведінки

резонансних профілів в різноманітних кінематичних умовах. В якості прикладів в даному підрозділі приводимо всі



Е, еВ

Рис.1. Парціальні диференційні УСО переходу в неперервний спектр He у випадку резонансної іонізації атома електронами в області між другим та третім порогоми для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$ в залежності від енергії збудження континуума. Значення переданого імпульса $Q=0,1$ а.о.⁻¹. У випадку $L=0$ крива 1 є сумою значень кривих 2 та 3; крива 2 відповідає іонізації в канал $-2se_s$; крива 3 - в канал $2p_{r,r}$. Для випадків $L=1$ є сумою значень кривих 2; 3 та 4; крива 2 відповідає іонізації в канал $2se_L$; крива 3 - в канал $2se(L-1)$; крива 4 - в канал $2pe(L+1)$.



Е, В

Рис.3. Парціальні диференційні УСО переходу в неперервний спектр He у

розрахункові криві при чотирьох значеннях переданого імпульса Q .

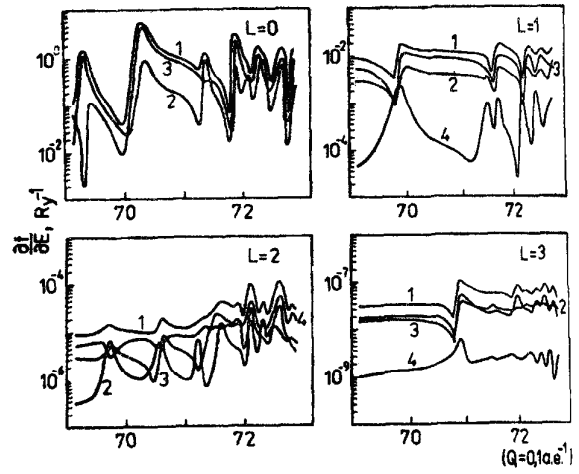


Рис.2. Парціальні диференційні УСО переходу в неперервний спектр He у випадку резонансної іонізації атома електронами в області між другим та третім порогоми для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$ в залежності від енергії збудження континуума. Значення переданого імпульса $Q=1,0$ а.о.⁻¹. У випадку $L=0$ крива 1 є сумою значень кривих 2 та 3; крива 2 відповідає іонізації в канал $-2se_s$; крива 3 - в канал $2p_{r,r}$. Для випадків $L=1$ є сумою значень кривих 2; 3 та 4; крива 2 відповідає іонізації в канал $2se_L$; крива 3 - в канал $2se(L-1)$; крива 4 - в канал $2pe(L+1)$.

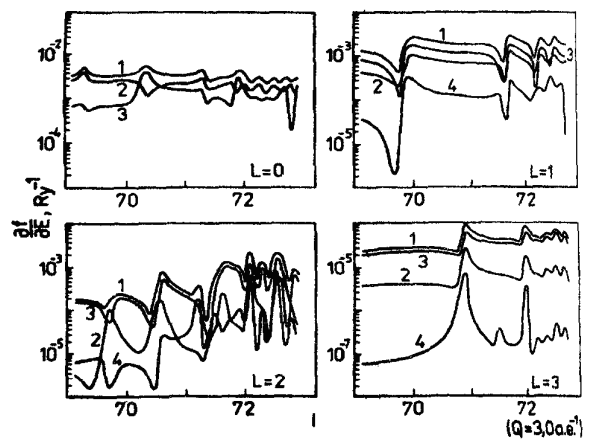


Рис. 4. Парціальні диференційні УСО переходу в неперервний спектр He у

випадку резонансної іонізації атома електронами в області між другим та третім порогами для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$ в залежності від енергії збудження континуума. Значення переданого імпульса $Q=2,1 \text{ а.е.}^{-1}$. У випадку $L=0$ крива 1 є сумою значень кривих 2 та 3; крива 2 відповідає іонізації в канал - $2s\epsilon s$; крива 3 - в канал $2p\epsilon r$. Для випадків $L=1$ є сумою значень кривих 2; 3 та 4; крива 2 відповідає іонізації в канал $2s\epsilon L$; крива 3 - в канал $2s\epsilon(L-1)$; крива 4 - в канал $2p\epsilon(L+1)$.

випадку резонансної іонізації атома електронами в області між другим та третім порогами для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$ в залежності від енергії збудження континуума. Значення переданого імпульса $Q=3,0 \text{ а.е.}^{-1}$. У випадку $L=0$ крива 1 є сумою значень кривих 2 та 3; крива 2 відповідає іонізації в канал - $2s\epsilon s$; крива 3 - в канал $2p\epsilon r$. Для випадків $L=1$ є сумою значень кривих 2; 3 та 4; крива 2 відповідає іонізації в канал $2s\epsilon L$; крива 3 - в канал $2s\epsilon(L-1)$; крива 4 - в канал $2p\epsilon(L+1)$.

1. Fano U. Effect of configuration interaction on intensities and phase shifts. // *Phys.Rev.A.*, 1961., v.124, N6, p. 1866-1874.
1. Burkov S.M., Strakhova S.I., Zajac T.M. Total and partial generalized oscillator strengths for transitions to the continuum of helium.// *J.Phys.B: Atom. and Mol. Phys.*, 1990, v.23, p.3677-3690.
2. Бурков С.М., Заяц Т.М., Страхова С.И. Ионизация гелия быстрыми электронами в области выше порога образования возбужденных ионов // *Оптика и спектроскопия*, 1988, т.63. вып.3, с.17-25.
3. Burkov S.M., Letyaev N.A., Strakhova S.I., Zajac T.M. Photon and electron ionization of helium to the $N=3$ state of He^+ .// *XV ICPEAC., Abstract of contributed papers., Brighton, 1987*, p.216.
4. Burkov S.M., Letyaev N.A., Strakhova S.I., Zajac T.M. Photon and electron ionization of helium to the $N=2$ state of He^+ .// *J.Phys.B: Atom. and Mol. Phys.*, 1988, v.21, p.1995-1208.
5. Бурков С.М., Заяц Т.М., Летяев Н.А., Страхова С.И. Проявление автоионизационных состояний в процессах ионизации гелия и гелиеподобного лития фотонами и электронами выше порога образования возбужденных ионов // *Известия АН СССР, серия физическая*, т.50, с.1315-1321.
6. Fano U., Cooper J.W. Line profiles in the far VUV absorption spectra of rare gases // *Phys.Rev.A.*, 1965, v.127, N5, p. 1364-1379.
7. Фано У., Купер Дж. Спектральное распределение сил осцилляторов в атомах. *Современные проблемы физики.* – М., из-во “Наука”, 1972, стр.199.

THE RESONANCE IONISATION OF HELIUM BY ELECTRON IMPACT IN THE REGION ABOVE THE THRESHOLD OF THE CREATION EXCITATION IONS

T.M. Zajac, A.I. Opachko

Uzhgorod nationality university, department of theoretical,

88000, Uzhgorod, st. Voloshina, 32

e-mail: ztm@gaser.uzhgorod.ua

Calculated generalized oscillator strength (GOS) transition in the helium continuum spectrum in the energy excitation region $E=69.0 - 73.0$ eV, between the second and the third threshold). The resonance structure of the continuum helium spectrum in this region presented in the form of differential partial GOS transition for value total moment $L=0; 1; 2; 3$ in different cinematic conditions. We analysed the display separated queasystationary states for different values of the transfer momentum.