

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

Заяць Т.М.

Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики,
88000, Ужгород, вул. Волощина, 32
e-mail: ztm@gaser.uzhgorod.ua

В даній роботі проведено розрахунки узагальнених сил осцилятора (УСО) прямого переходу в неперервний спектр атома гелію в інтервалі енергій збудження ($E=60,0-120,0$ eV). Показано, що зв'язок відкритих каналів суттєво впливає на формування УСО переходів в континуум He, при його іонізації швидкими електронами. Вивчено співвідношення вкладів в повну УСО переходу в неперервний спектр He станів з різними значеннями повного моменту L . Отримано повні та парціальні на $n=2$ збудженого стану залишкового іона He УСО переходу в континуум гелію в залежності від енергій втрат для різних значень переданого імпульсу, а також досліджені співвідношення вкладів в повну УСО переходу парціальних на $n=1$ та $n=2$ стани залишкового іона He.

Вступ

В області спектру гелію між другим та третім порогами іонізації відкриті чотири канали прямої іонізації для значень повного моменту $L>1$ і три канали для $L=0$, які відповідають електрону над основним і першим збудженим станом іона гелію. Дослідження процесу непружного розсіювання електронів на іоні гелію в [1-2] і процесів фотоіонізації гелію в [3-5] показали, що зв'язок цих відкритих каналів в неперервному спектрі атома гелію виявляється сильним. Слід очікувати, що і в розглядуваній задачі іонізації атомів електронним ударом, зв'язок каналів іонізації також буде суттєвим. Внаслідок цього при описанні процесів прямої іонізації He швидкими електронами в інтервалі енергій збудження вище другого порогу іонізації, хвильова функція іонізованого гелію була розрахована в рамках інтегрального формулювання методу сильного зв'язку відкритих каналів [6-7]. Для значення $L=0$ розв'язувалась система трьох рівнянь, а для інших значень L повного моменту - система чотирьох інтегральних рівнянь з метою визначення К-матриці розсіювання електрона на іоні гелію. Явний вигляд системи таких рівнянь приведений в роботі [5]. При розв'язуванні системи рівнянь для К-матриці в якості базисних функцій для опису електрона в неперервному спектрі

використовувались розв'язки одноканального рівняння Шредінгера з екранованим кулонівським потенціалом [8].

1. Вплив зв'язку відкритих каналів на формування узагальнених сил осцилятора переходу в континуум при іонізації гелію швидкими електронами

Розглянемо питання про роль зв'язку відкритих каналів при різних, відмінних від нуля значеннях переданого імпульсу Q . Розрахунки були проведені в інтервалі переданих імпульсів $Q=(0.1-5.0)$ а.о.⁻¹ з кроком 0.1 а.о.⁻¹. Однак для демонстрації важливості зв'язку відкритих каналів було вибрано чотири значення переданого імпульсу Q . На рис.1 для значення переданого імпульсу $Q=0.1$ а.о.⁻¹, приведені УСО прямого переходу в неперервний спектр гелію в залежності від енергій втрат для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$. Неперервними кривими позначено розрахунок з врахуванням зв'язку відкритих каналів, а пунктирні криві відповідають розрахунку без врахування зв'язку відкритих каналів. Як видно з рисунка, для всіх значень повного моменту відмінність кривих, які відповідають каналам $1 \leq L$, зі зв'язком і без зв'язку відкритих каналів незначне, але з точки по енергії, де відкривається другий поріг іонізації, тобто, де для $L=0$ відкритих каналів три, а для

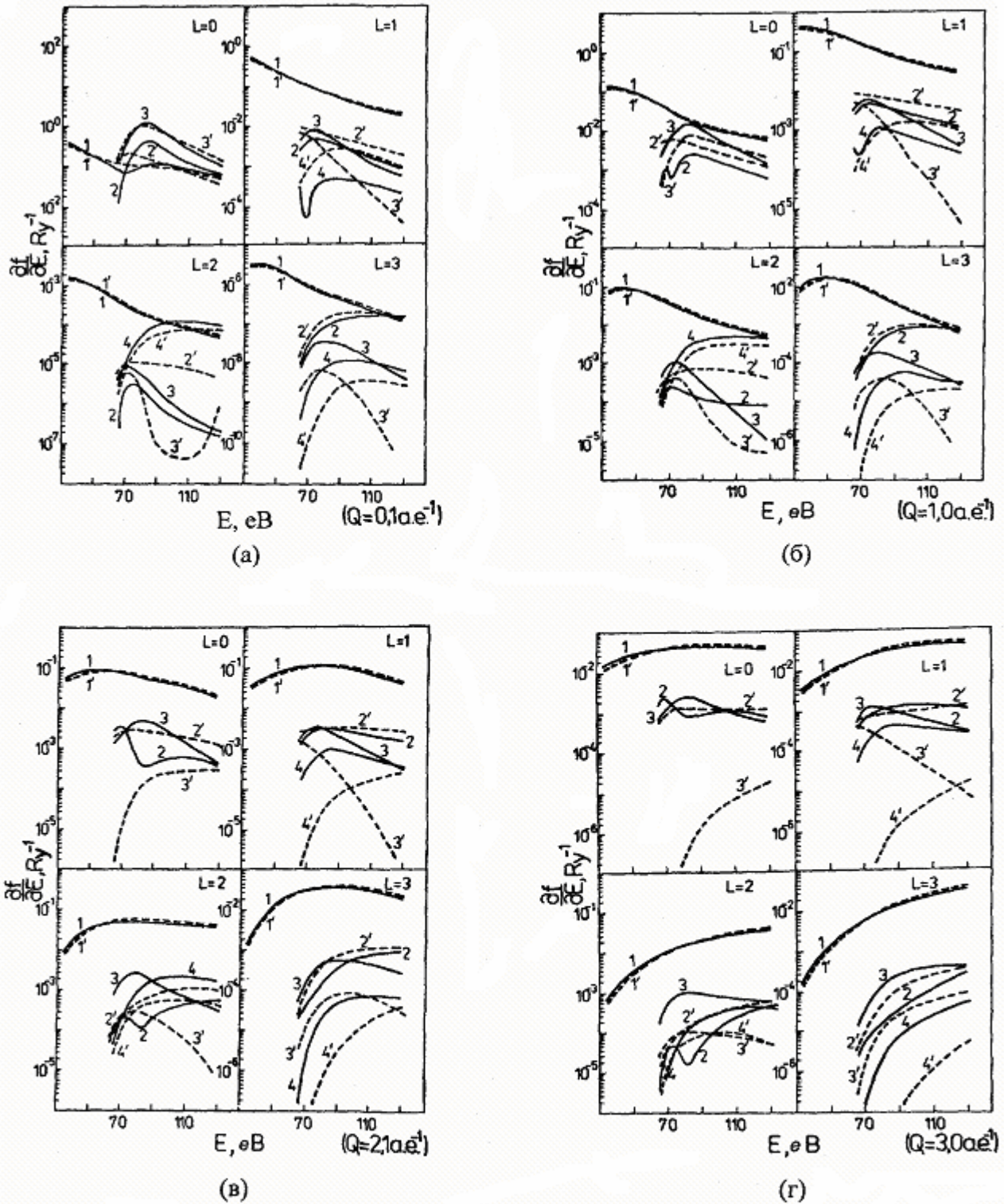


Рис. 1. УСО прямого переходу в неперервний спектр гелію в залежності від енергії втрат для значень повного моменту $L=0; 1; 2; 3$; — розрахунок з врахуванням зв'язку відкритих каналів; - - - розрахунок без врахування зв'язку відкритих каналів. Значення переданого імпульсу $Q = 0.1; 1.0; 2.1; 3.0 a.u.$. У випадку $L=0$ криві 1 та 1' відповідають каналу $1s\epsilon s$; 2 та 2' - $2s\epsilon s$; 3 та 3' - $2p\epsilon p$. Для випадків $L=1; 2; 3$ криві 1 та 1' відповідають каналу $1s\epsilon L$; 2 та 2' - $2s\epsilon(L-1)$, 4 та 4' - $2p\epsilon(L+1)$.

$L=1; 2; 3$; чотири відкритих канали – зв'язок каналів дуже суттєвий. Як бачимо з рисунка для $L=0$, хоча канали і зв'язані сильно, проте розбіг кривих незначний; з ростом L , бачимо, що роль зв'язку каналів зростає. Добре помітно, що зв'язок відкритих каналів суттєво змінює абсолютні значення УСО переходів, що відповідають заселенню збуджених $2s$ та $2p$ станів залишкового іона He: хід пунктирних та неперервних кривих відрізняється суттєво. Для $L=1$ при включенні зв'язку каналів криві УСО переходу в $2s_{\text{сер}}$ каналі (криві 2 і 2') та $2p_{\text{ер}}$ каналі (криві 4 і 4') помітно наближаються одна до одної, в порівнянні з варіантом розрахунку без зв'язку каналів. В каналі $2p_{\text{ед}}$ (криві 4, 4') при врахуванні зв'язку каналів проявляється резонанс форми, але вклад цього каналу в повну УСО переходу залишається малим. У випадку $L=2$, канал $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4') залишається слабше зв'язаним з іншими $n=2$ каналами, аніж канали $2s_{\text{ер}}$ та $2p_{\text{ер}}$ зв'язані між собою. На це вказує значна відмінність по абсолютній величині кривих 2 та 3 від кривих 2' та 3' відповідно. Для $L=3$ із каналів, які відповідають утворенню збуджених іонів, найбільший внесок в повну УСО прямого переходу дає $2s_{\text{еф}}$ - канал (криві 2 та 2'); зв'язок цього каналу з іншими каналами $n=2$ незначний, на що вказує невелика відмінність кривої 2 від кривої 2'. В той же час, відповідні $2p$ стану збудженого іона He, канали $2p_{\text{ед}}$ (криві 3 та 3') і $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4') сильно зв'язані між собою, хоча їхній вклад в повну УСО прямого переходу значно менший, аніж інших каналів.

Прослідкуємо динаміку зміни зв'язку каналів при різних значеннях переданого імпульсу Q . (див. рис. 1а - 1г). Для значення переданого імпульсу $Q=1.0$ а.о.⁻¹ аналогічні розрахунки приведені на рис. 2. Для $L=0$ відповідний рисунок дуже схожий на аналогічний для значення переданого імпульсу $Q=0.1$ а.о.⁻¹, за виключенням того факту, що суттєвою є зміна поведінки кривої для каналу $2s_{\text{ес}}$. При $L=1$, канали $2s_{\text{ер}}$ (криві 2 та 2') та $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3') виявляються сильно зв'язані між собою, а зв'язок їх з каналом $2p_{\text{ед}}$, в яко-

му проявляється резонанс форми, більш слабкий. Найбільша відмінність між зв'язаними та розв'язаними кривими в цьому випадку спостерігається між кривими 3 та 3' - канал $2p_{\text{ер}}$. Для $L=2$ врахування зв'язку каналів не впливає значно на абсолютну величину УСО прямого переходу в каналі $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4'), і дуже суттєво для каналів $2s_{\text{ед}}$ (криві 2 та 2') і $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3'). Для $L=3$, врахування зв'язку каналів найменше змінює вклад каналу $2s_{\text{ес}}$ (криві 2 та 2'), і дуже сильно впливає на вклад каналів $2p_{\text{ед}}$ (криві 3 та 3') та $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4').

Розглянемо результати розрахунку УСО прямого переходу в континуум He в залежності від енергії втрат при значенні переданого імпульсу $Q=2.1$ а.о.⁻¹. Для $L=0$, як бачимо, зв'язок каналів $2s_{\text{ес}}$ (криві 2 та 2') та $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3') проявляється більш інтенсивно, аніж при значенні $Q=1.0$ а.о.⁻¹ (див. рис.1б). Для $L=1$, врахування зв'язку каналів демонструє його важливість в першу чергу для каналів $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3') та $2p_{\text{ед}}$ (криві 4 та 4'). Для $L=2$ зростає роль каналу $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4'), в порівнянні з малими значеннями переданого імпульсу. В каналі $2s_{\text{ес}}$ проявляється резонанс форми. Для $L=3$ роль врахування зв'язку каналів, як для каналу $2s_{\text{ес}}$ (криві 2 та 2'), так і для каналів $2p_{\text{ед}}$ (криві 3 та 3') і $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4'). Ці дані зображені на рис 1в.

На рис 1г. приведені аналогічні залежності УСО прямого переходу від енергії втрат для значення переданого імпульсу $Q=3.0$ а.о.⁻¹. Для $L=0$, як бачимо з даного малюнка, канал $2s_{\text{ес}}$ (криві 2 та 2'), виявляється зв'язаним набагато слабше, аніж канал $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3'), Для $L=1$ врахування вкладу зв'язку каналів $2p_{\text{ер}}$ (криві 3 та 3'), та $2p_{\text{ед}}$ (криві 4 та 4'), значно перевищує вклад від врахування зв'язку каналу $2s_{\text{ер}}$ (криві 2 та 2') з іншими каналами. Для $L=2$ кількісна зміна зовсім незначна, в порівнянні з малими значеннями переданого імпульсу Q , а саме: врахування зв'язку каналу $2p_{\text{еф}}$ (криві 4 та 4') з іншими каналами значно зростає; більш чітко проявляється зв'язок $2s_{\text{ед}}$ (криві 2 та 2') та

2рег (криві 3 та 3') каналів. Для $L=3$, ситуація дуже подібна з варіантом розрахунків, які приведені на рис.3: вплив зв'язку каналів для каналу $2s\epsilon f$ (криві 4 та 4') з іншими каналами підсилюється, а для каналів 2рег (криві 3 та 3') та 2рег (криві 4 та 4') практично не змінюється.

Виходячи з вищесказаного, можемо зробити наступні висновки:

1) зв'язок каналів, як видно з рис.1-4 є сильним, і його необхідно враховувати для адекватного опису процесів іонізації;

2) зв'язок $1s\epsilon L$ каналу з іншими залишається незначним для широкого інтервалу переданих імпульсів Q .

3) зв'язок каналів $2\text{рег}(L-1)$ та $2\text{рег}(L+1)$ між собою завжди сильніший, ніж зв'язок їх з каналом $2s\epsilon L$ в інтервалі переданих імпульсів $Q=0.1 - 2.5 \text{ а.о.}^{-1}$. При значеннях переданого імпульсу $Q > 3.0 \text{ а.о.}^{-1}$ цей зв'язок стає менш помітним.

2. Про співвідношення вкладу в повну УСО переходу в неперервний спектр He станів з різними значеннями повного моменту L

Цікавим є питання про вклад в повну УСО прямого переходу в неперервний спектр гелію станів з різними значеннями повного моменту L . Для цього просумуємо вклади парціальних хвиль для кожного L окремо при всіх значеннях переданого імпульсу Q і прослідкуємо динаміку зміни УСО прямих переходів. Важливим є також питання про те, яку кількість парціальних хвиль в розкладі слід враховувати. З цією метою проведено розрахунки, результати яких приведені на рис. 2а та рис.2б. Вибрано результати розрахунків для восьми значень переданого імпульсу Q . На цих малюнках для кожного значення переданого імпульсу Q приведено п'ять кривих, причому крива 1 у кожному з випадків є сумою кривих 2, 3, 4, 5. Крива 2 відповідає стану $L=0$, крива 3 - $L=1$, крива 4 - $L=2$, і крива 5 - $L=3$. Звернемо увагу на той факт, що вклад каналу $1s\epsilon L$ (крива 2) перевищує вклади каналів на $n=2$ стан збудженого іона He^+ , причому з ростом переданого імпульсу Q це стає більш помітним. При значенні переданого імпульсу $Q=0.3 \text{ а.о.}^{-1}$ в точці, де відкрива-

ються канали на $n=2$ ($E=65.4 \text{ еВ.}$) помітно збільшується вклад в повну диференціальну УСО переходу в континуум гелію станів з значеннями повного моменту $L=2$ та $L=3$. Спостерігається також порядок спадання кривих по їх вкладу в сумарну криву 1: практично це спадання відбувається з ростом L , причому, якщо для значень переданого імпульсу $Q=0.3 \text{ а.о.}^{-1}$ - $Q=0.5 \text{ а.о.}^{-1}$ вклади станів з значеннями повного моменту $L=0$; $L=1$ порівняні, то вклад станів з $L=2$ та $L=3$ набагато менший. При значеннях переданого імпульсу $Q=1.0 \text{ а.о.}^{-1}$ - 2.0 а.о.^{-1} більш суттєвим стає вклад станів з значенням повного моменту $L=2$; він стає близьким по величині до вкладу станів з значеннями повного моменту $L=0$ та $L=1$. Але вклад станів в УСО прямих переходів з значенням $L=3$ залишається помітно меншим.

На рис.2б приведені залежності вкладів в повну диференціальну УСО прямих переходів в неперервний спектр He станів з різними значеннями повного моменту L від енергії збудження для значень переданих імпульсів $Q=2.1-5.5 \text{ а.о.}^{-1}$. Бачимо, що починаючи з значення переданого імпульсу $Q=3.0 \text{ а.о.}^{-1}$, вклади станів з різними значеннями L спадають пропорційно росту L . Якщо врахувати той факт, що спадання значень $d/d\epsilon$ по абсолютній величині з ростом L дуже суттєве: два порядки при малих значеннях Q ; три і більше - при середніх і великих значеннях Q , то можна припустити, що вклад в повну УСО прямих переходів станів з значенням $L>3$, буде спадати ще швидше (або не повільніше, ніж при врахованих L). Проведені оціночні розрахунки для одного значення переданого імпульсу $Q=0.3 \text{ а.о.}^{-1}$ показують сума вкладу станів з значеннями $L=4$ та $L=5$ не більша, як вклад кривої для $L=3$. Це дозволяє припустити, що в сумі по L достатньо обмежитися чотирма членами.

3. Повні та парціальні на $n=2$ збуджений стан залишкового іона He УСО переходу в континуум гелію в залежності від енергії втрат для різних значень переданого імпульсу

Розглянемо і порівняємо повні УСО

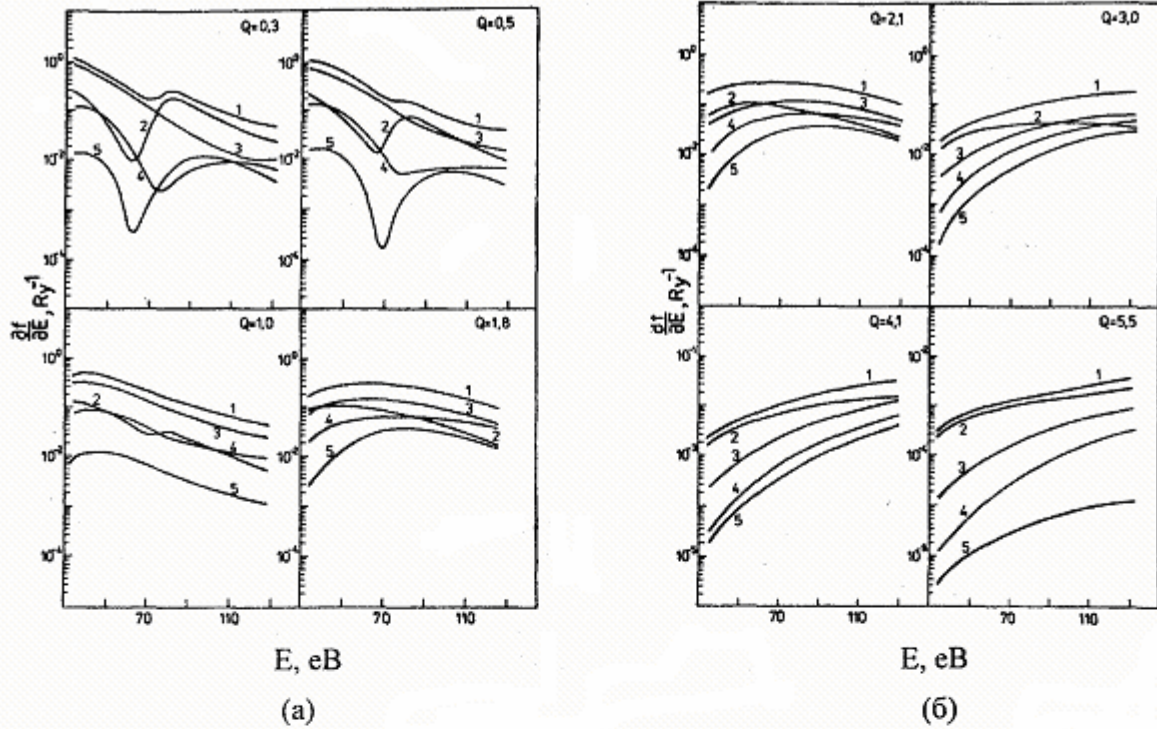


Рис. 2. Вклад в повну УСО прямих переходів в неперервний спектр гелію станів з $L=0$ (крива 2); $L=1$ (крива 3); $L=2$ (крива 4); $L=3$ (крива 5) для різних значень переданого імпульсу в інтервалі $Q=0,3 - 5,5$ а.о.⁻¹. Крива 1 – сума кривих 2-5.

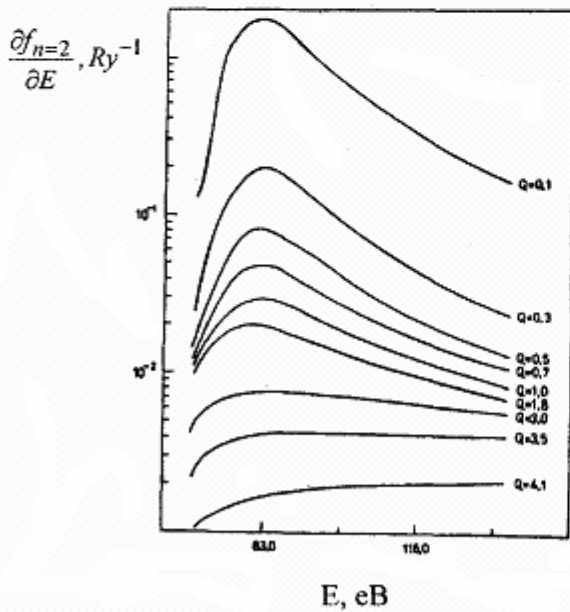


Рис.3. Парціальні на $n=2$ стан залишкового іона He^+ УСО прямого переходу в континуум гелію для різних значень переданого імпульсу в інтервалі $Q=0,1-4,1$ а.о.⁻¹.

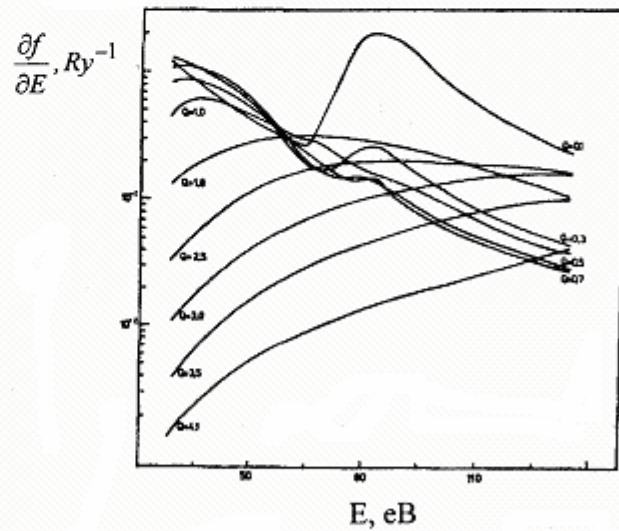


Рис. 4. Повні УСО прямого переходу в континуум гелію при іонізації He електронним ударом для інтервалу значень переданого імпульсу $Q=0,1-4,1$ а.о.⁻¹.

переходу в континуум гелію і парціальні на $n=2$ стан залишкового іона He УСО прямого переходу. Для цього проаналізуємо результати розрахунків, які приведені на рис.3 та рис.4.

На рис. 3 приведені розраховані розрахункові криві парціальних на $n=2$ стан залишкового іона He УСО прямого переходу в континуум гелію для інтервалу значень переданих імпульсів $Q=0.1-4.1$ а.о.⁻¹. Як видно з рисунка 3, при значенні переданого імпульсу $Q=0.1$ а.о.⁻¹ максимум кривої настає при енергії збудження $E=83.0$ еВ і складає приблизно $1.2 Ry^{-1}$ для значення $Q=0.3$ а.о.⁻¹ значення максимуму спадає на один порядок. В подальшому швидкість спадання вкладу трохи сповільнюється, і для значень переданих імпульсів $Q>1.0$ а.о.⁻¹ поведінка кривих змінюється якісно; ріст вкладу в парціальну на $n=2$ стан залишкового іона He УСО прямого переходу в континуум гелію в області енергій збудження $E=65.0-85.0$ еВ та подальший різкий спад в області енергій $E=85.0-132.0$ еВ для $Q=0.1-1.0$ а.о.⁻¹ змінюється неперервним ростом кривих для всього інтервалу енергій збудження при $Q=1.5-5.5$ а.о.⁻¹. З ростом переданого імпульсу Q величина спадає, причому на всьому інтервалі розглядуваних значень переданого імпульсу $\frac{\mathcal{I}_{n=2}}{\mathcal{E}}$ зменшення вкладу по абсолютній величині складає три порядки.

Розглянемо залежності повних УСО прямого переходу в континуум гелію від енергії збудження при різних значеннях переданого імпульсу Q . Результати залежностей $\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{E}}$ від E зображені на рис.3. Як бачимо з цього рисунка, при малих значеннях переданого імпульсу $Q=0.1-1.0$ а.о.⁻¹, вклад каналів на $n=2$ збуджений стан іона He, суттєво впливає на хід кривої $\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{E}}$ від E , причому в області фотоіонізаційної межі ($Q \rightarrow 0$) цей вплив - максимальний. З подальшим ростом переданого імпульсу Q , цей вклад стає менш помітним, але спадання кривих $\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{E}}$ від E в об-

ласті $E > 80.0$ еВ переходить в плавний ріст в цій області енергій, хоча по абсолютній величині залежність диференціальних сил осцилятора переходу $\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{E}}$ від E спадає дуже інтенсивно.

4. Дослідження співвідношень вкладів в повну УСО переходу парціальних на $n=2$ та $n=1$ стани залишкового іона He

Цікавим є питання про співвідношення вкладів в повну УСО переходу парціальних на $n=1$ та на $n=2$ стани залишкового іона гелію в різних кінематичних умовах. Повні та парціальні, що відповідають заселенню $n=2$ станів He, УСО прямих переходів в континуум гелію при різних значеннях переданого імпульсу Q зображені на рис. 5 та рис. 6. Розглянемо результати розрахунків, які приведені на рис.5. Як можна бачити з рисунка 5 при малих значеннях переданого імпульсу $Q=0.1-0.7$ а.о.⁻¹, вклад каналів на $n=2$ стан залишкового іона He одного порядку з вкладами каналів $1s\epsilon L$. Далі з ростом значень переданого імпульсу $Q=1.0-1.6$ а.о.⁻¹ різниця між сумарною кривою та вкладами каналів на $n=2$ стани залишкового іона He, зростає і різниця в абсолютних величинах $\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{E}}$ досягає одного порядку для значення переданого імпульсу $Q=1.6$ а.о.⁻¹.

На рис.6 приведені аналогічні розрахункові криві, але для інтервалу значень переданого імпульсу $Q=1.8-4.1$ а.о.⁻¹. Результати, що представлені на цьому малюнку показують, що різниця в абсолютних величинах приблизно один порядок між кривими 1 та 2 практично зберігається в інтервалі переданих імпульсів $Q=1.8-3.0$ а.о.⁻¹, а для великих значень Q зменшується зовсім мало.

Таким чином можемо стверджувати, що роль каналів $2L(\epsilon-1)$ та $2L(\epsilon+1)$ не зростає.

На рис.7. приведені відношення парціальних диференціальних УСО прямих переходів $(\mathcal{I}_{n=2}/\partial E)/(\mathcal{I}_{n=1}/\partial E)$ для гелію для інтервалу переданих імпульсів $Q=0.1-4.5$ а.о.⁻¹, в залежності від енергії збудження континуума. З графіка бачимо, що при

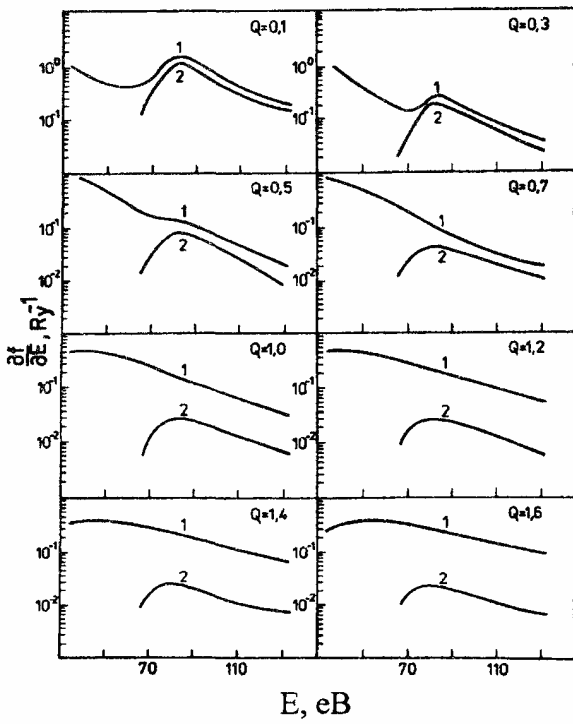


Рис. 5. Повні (криві 1) та парціальні, що відповідають заселенню стану $n=2$ He^+ (криві 2), УСО прямих переходів в континуум гелію для різних значень переданого імпульсу в інтервалі $Q=0,1-1,6$ а.о.⁻¹

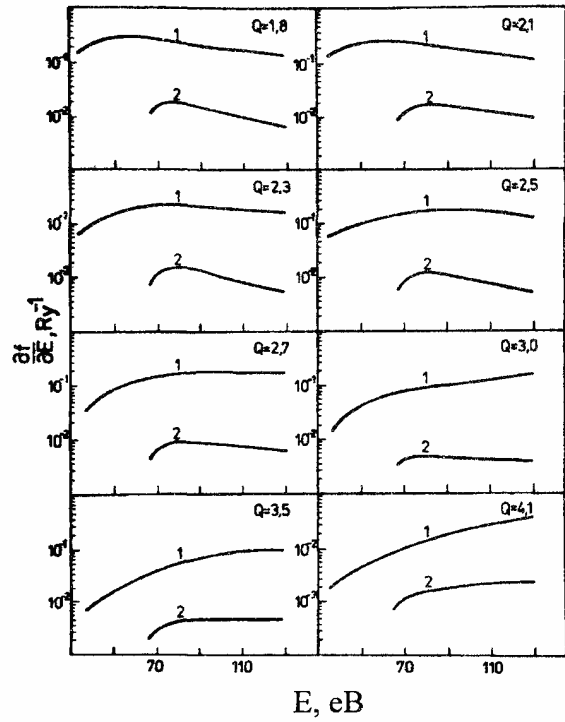


Рис. 6. Повні (криві 1) та парціальні, що відповідають заселенню стану $n=2$ He^+ (криві 2), УСО прямих переходів в континуум гелію для різних значень переданого імпульсу в інтервалі $Q=1,8-4,1$ а.о.⁻¹

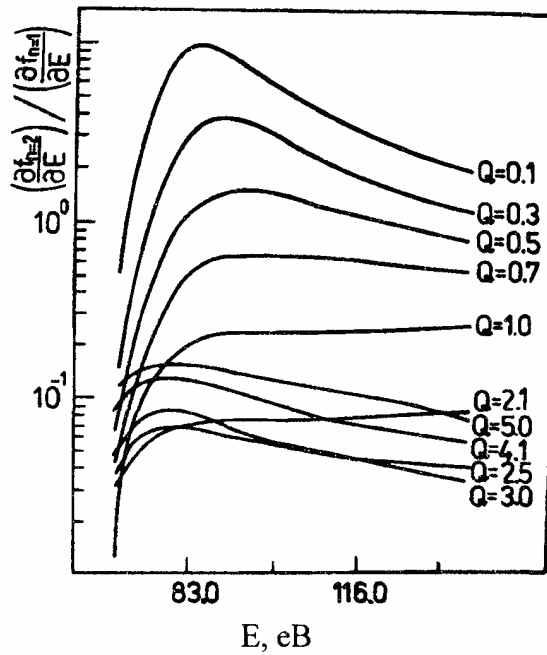


Рис. 7. Відношення парціальних диференціальних УСО прямих переходів $(\frac{\partial f_{n=2}}{\partial E})/(\frac{\partial f_{n=1}}{\partial E})$ для ряду значень переданого імпульсу Q (а.о.⁻¹) в залежності від енергії збудження континуума.

$Q=0.1$ а.о.⁻¹, вклад каналів на $n=2$ збуджений стан He переважає вклад станів на $n=1$ в декілька раз. При значенні збудження $E=80.0-85.0$ еВ, це співвідношення наближується до десяти. При значенні переданого імпульсу $Q=0.3$ а.о.⁻¹, це відношення зменшується до значення 4.2 в точці максимуму, а при значенні переданого імпульсу $Q=0.5$ а.о.⁻¹, зменшується до значення 1.8. Починаючи з значення переданого імпульсу $Q=0.7$ а.о.⁻¹, крива не має вираженого максимуму, і при енергії збудження $E>83.0$ еВ, відношення $(\partial f_{n=2}/\partial E)/(\partial f_{n=1}/\partial E)$ рівне 0.8 з незначними відхиленнями. При значенні переданого імпульсу $Q=1.0$ а.о.⁻¹, поведінка кривої аналогічна, а значення $(\partial f_{n=2}/\partial E)/(\partial f_{n=1}/\partial E)$ рівне приблизно 0.2. Аналогічна поведінка кривих в інтервалі переданих імпульсів $Q=1.0-2.5$ а.о.⁻¹. Починаючи з значення переданого імпульсу $Q=2.5$ а.о.⁻¹ в кривій відношення $(\partial f_{n=2}/\partial E)/(\partial f_{n=1}/\partial E)$ знову починає виділятися максимум, але менш виразно, ніж при малих значеннях переданого імпульсу. При цьому значенні Q відношення досягає мінімуму і на інтервалі енергій збудження $E=80.0-85.0$ еВ не перевищує значення 0.7. Починаючи з значення переданого імпульсу $Q>2.5$ а.о.⁻¹, починається плавний ріст відношення $(\partial f_{n=2}/\partial E)/(\partial f_{n=1}/\partial E)$ на всьому інтервалі енергій збудження. Так при $Q=3.0$ а.о.⁻¹ максимальне значення відношення $(\partial f_{n=2}/\partial E)/(\partial f_{n=1}/\partial E)$ не перевищує 0.9, при $Q=4.1$ а.о.⁻¹ - не перевищує 0.12, а при $Q=5.0$ а.о.⁻¹ - не перевищує 0.11.

Таким чином можемо стверджувати, що роль каналів, які приводять до заселення стану з $n=2$, в границі малих значень переданих імпульсів значно більша, ніж при середніх та в границі великих переданих імпульсів.

Висновки

1. Зв'язок відкритих каналів в області вище другого порогу іонізації є сильним і його обов'язково враховувати. Зв'язок каналів $2p\epsilon(L-1)$ та $2p\epsilon(L+1)$ між собою завжди сильніший, ніж зв'язок їх з каналом $2s\epsilon L$ в інтервалі переданих імпульсів $Q=0.1 - 2.5$ а.о.⁻¹. При значеннях переданого імпульсу $Q > 3.0$ а.о.⁻¹ цей зв'язок стає менш помітним.

2. При малих значеннях переданого імпульсу вклад кривих з $L=1;2;3$ суттєвий, але вже починаючи з $Q=2.0$ а.о.⁻¹, сильно зменшується, що вказує на достатність врахування 4-х членів в сумі по L .

3. Парціальні на $n=2$ стан залишкового іона He⁺ УСО прямого переходу в континуум гелію мають виражений максимум для малих значень переданого імпульсу в інтервалі $Q=0,1-1,8$ а.о.⁻¹, який перестає бути помітним для $Q>2,5$ а.о.⁻¹. Для повних УСО прямого переходу в континуум He згин на кривій спостерігається в інтервалі переданих імпульсів $Q=0,1-1,0$ а.о.⁻¹,

4. Роль каналів, які приводять до заселення стану з $n=2$, в межі малих значень переданих імпульсів значно більша, ніж при середніх та в межі великих переданих імпульсів.

1. Burke P.G. Effects of configuration interaction on electron and photon interaction with atoms. – in "Electron and photon interaction with atoms" by eds. Kleinpoppen A. and Mc.Dowell., New-York – London, 1976, p.1-25.
2. Балашов В.В. Состояние теории возбуждения автоионизационных состояний быстрыми заряженными частицами. - Автоионизационные явления в атомах. Труды 2-го научного семинара.- Москва, из-во МГУ 1976, с.110-117.
3. 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.
4. 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 pa-

- pers., Brighton, 1987, p.216.
5. Заяц Т.М., Страхова С.И. Прямая и резонансная фотоионизация ионов изoeлектронных рядов неона и аргона в области нижайших автоионизационных состояний. // Оптика и спектроскопия, 1985 т.59, вып.1., с.17-22.
 6. 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.1195-1208.
 7. Zajac T.M. The dependence of partial characteristics of autoionisation state, converging to the He atom threshold ($N=3$) of the choice of the ground state's wavefunction. // 28-th EGAS (European Group for Atomic Spectroscopy) 18 –21 July, 1996, p.82-83.
 8. 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.

HELIUM DIRECT IONIZATION BY ELECTRON IMPACT IN THE REGION ABOVE CREATION THRESHOLD OF EXCITED IONS

Zajac T.M.

Department of Theoretical Physics, Uzhgorod National University,
Voloshina St. 32, Uzhgorod, Ukraine, 88000

e-mail: ztm@gaser.uzhgorod.ua

The generalized oscillator strengths (GOS) of direct transitions to the continuum of helium in the excitation energy region ($E=60,0-120,0$ eV) are calculated. It is shown the connection of open channels essentially influences on formation of GOS of transitions in continuum of He at helium ionization by high-velocity electrons. The relation between contributions in total GOS of transition (in a continuum of helium) of states with different values of the total moment L is studied. The total and partial (on $n=2$ of an excited state of a residual ion of helium) GOS of transition to the continuum as energy losses function for different values of the impulse transferred are obtained, and the relations of the contributions of partial GOS (on $n=1$ and $n=2$ of a residual ion state of helium) in total GOS are investigated.