

ТРИВИМІРНІ ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЗА ШВИДКОСТЯМИ ВТОРИННИХ ЗБУДЖЕНИХ АТОМІВ Na, ВИБИТИХ З ПОВЕРХНІ NaCl

В.Г. Дробнич, О.М. Конопльов, В.В. Кузьма, В.О. Мастюгін,

А.С. Бобровник

Ужгородський державний університет, 88000, м. Ужгород, вул.А.Волошина, 54

Виміряно доплерівські контури лінії Na I 589,0 нм у випадку бомбардування кристалу NaCl вздовж нормалі до поверхні в вакуумі 1×10^{-8} Тор іонами K^+ з енергією 7 кеВ та густиною струму іонів до 1 мА/см². Полярні кути спостереження оптичного вимірювання становили $\alpha = 7, 11, 15, 19, 24, 30, 39, 47, 56, 66, 72, 75$ та 90 градусів. Одержано томограму потоку збуджених в резонансний стан вторинних атомів Na, тобто визначено найдетальніші диференціальні характеристики потоку цих частинок. На основі отриманих даних зроблено висновки про подібність диференціальних характеристик іонно-фотонної емісії лужно-галоїдних кристалів і простих металів.

Метод доплерівської томографії (ДТ) запропонований не так давно [1, 2, 7]. Він призначений для одержання вичерпної експериментальної інформації про потік атомних частинок, що відлітають від поверхні збудженими в той чи інший стан “і”, шляхом непрямого виміру їх розподілу $F_i(\mathbf{v})$ за векторами швидкостей. Цей непрямий вимір здійснюється в два етапи. Спочатку доплерівським методом вимірюють розподіли $f_i(v_1)$ вказаних частинок за проекціям їх швидкостей v_1 на ряд обраних просторових напрямків \mathbf{l} . Потім одержаний набір $\{f_i\}$ функції $f_i(v_1)$, які відповідають різним \mathbf{l} , перетворюють методами комп’ютерної томографії в трьох-вимірний розподіл $F_i(\mathbf{v})$.

На даний час за допомогою ДТ достатньо повно вивчені диференціальні характеристики емісії збуджених атомів з поверхні простих металів, завдяки чому досягнуто певний прогрес в розумінні механізмів цієї емісії [1, 2, 5]. Актуальною є аналогічна програма досліджень емісії збуджених атомів з поверхні лужно-галоїдних кристалів (ЛГК) та інших діелектриків, що мають достатньо просту електронну структуру. Адже такі діелектрики, як і прості метали, найбільш цікаві з точки зору побудови теорії явища.

Перші томографічні дослідження емісії збуджених частинок з поверхні ЛГК були виконані в роботах [5, 6]. Вони мали оціночний характер через відсутність в технічному забезпеченні ДТ еталонних джерел з достатньо вузькими спектральними лініями атомів лужних металів, тобто джерел, необхідних для точної прив’язки розподілу $f_i(v_1)$ до шкали швидкостей. В даній роботі цю проблему вдалося вирішити: виготовлено еталонну спектральну лампу із змінним порожнистим катодом. Вибір джерела такого типу був обумовлений наступними обставинами. Лампи з порожнистим катодом (ЛПК) відносяться до джерел із вузькими спектральними лініями, в т.ч. лініями елементів, що входять до складу катода. За допомогою виготовленої ЛПК неважко одержати, навіть не охолоджуючи катод, лінії шириною $< 0,01 \text{ \AA}$, чого цілком достатньо для доплерівської томографії з її типовими значеннями вільного спектрального інтервалу інтерферометру Фабрі-Перо порядку 1 Å. Виготовлена розбірна лампа з порожнистим катодом в плані методики та техніки експерименту практично ідентична запаяним ЛПК промислового виробництва, набори яких на даний час використовуються в доплерівській томографії

та охоплюють значний відсоток елементів періодичної системи, за виключенням найбільш хімічно активних, зокрема, лужних металів. Саме останнє, разом із необхідністю дослідження лужних металів методом доплерівської томографії, і стимулювало розробку та виготовлення даного еталонного джерела [3, 4]. Ще однією методичною інновацією роботи є вдосконалення математичного забезпечення ДТ, а саме, розроблено і застосовано алгоритми ДТ, в яких використовується вся наявна апіорна інформація про шукані розподіли. Тим самим забезпечується максимальна точність відновлення функції $F_i(\mathbf{v})$ (томограм) з первинних експериментальних даних.

Метою даної роботи було одержання томограм потоку збуджених в резонансний стан атомів Na, вибитих при нормальному падінні на поверхню полікристалу NaCl іонів K^+ з енергією 7 кеВ в вакуумі $1 \cdot 10^{-8}$ Тор.

Експерименти проводились на доплерівському томографі, схематично зображеному на рис.1 [1, 7].

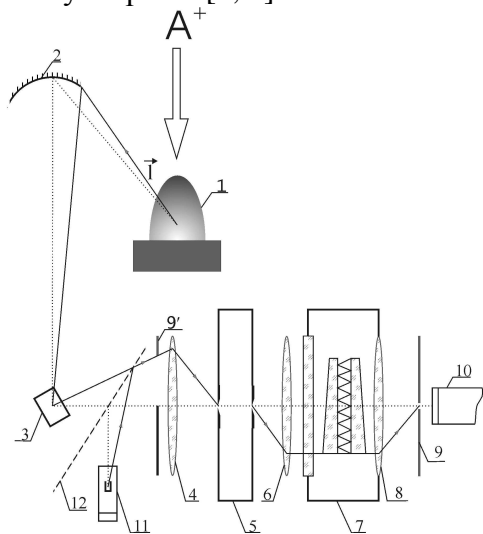


Рис. 1. Схема експерименту:

1 – мішень та ореол, що світиться; 2 – сферичне дзеркало; 3 – плоске дзеркало; 4, 6, 8 – лінзи; 5 – монохроматор; 7 – барокамера з інтерферометром Фабрі-Перо; 9, 9' – діафрагми; 10 – ФЕП; 11 – лампа з порожнистим катодом; 12 – зйомне дзеркало.

Пучок іонів K^+ формувалася за допомогою джерела, що працює на принципі поверхневої іонізації. Джерело дозволяє одержувати густину струму іонів до

1 мА/см^2 при прискорюючому потенціалі до 10 кВ.

Світіння збуджених частинок в обраному за допомогою дзеркал 2, 3 просторовому напрямку \mathbf{l} фокусувалось лінзою 4 на вхідну щілину монохроматора 5. Виділене монохроматором випромінювання на довжинах хвиль лінії NaI 589,0 нм за допомогою лінзи 6 формувалось в паралельний пучок променів і фільтрувалось скануючим інтерферометром Фабрі-Перо 7. Випромінювання, яке проходило через інтерферометр, фокусувалось лінзою 8 на площину діафрагми 9. Інтенсивність ΔI_{ij} центральної частини інтерференційної картини, що припадає на отвір діафрагми, вимірювалась за допомогою фотоелектронного помножувача (ФЕП) ФЭУ-106 10, який працював у режимі лічби окремих фотонів. Скануючи інтерферометром довжину хвилі, що відповідає центру інтерференційної картини, вимірювали контур $\Delta I_{ij}(\lambda)$ досліджуваної лінії. Апаратну функцію $a(\lambda)$ інтерферометра Фабрі-Перо одержували за виміряним контуром лінії Na I 589,0 нм лампи з порожнистим катодом 11.

В зазначених експериментальних умовах потік вибитих атомів Na є аксіально симетричним відносно нормалі OZ до поверхні мішені. Така симетрія в плані доплерівської томографії має два наслідки. По-перше, варіювання векторів \mathbf{l} можна звести лише до зміни полярного кута α спостереження випромінювання. По-друге, виміряний при $\alpha=90^\circ$ (вздовж поверхні мішені) доплерівський контур лінії вибитих частинок має точку симетрії $\lambda = \lambda_0$. Тобто точку, яка співпадає за положенням з очікуваною точкою максимуму контуру лінії лампи. Факт цього співпадіння неважко перевірити, порівнюючи відповідні залежності $\Delta I_{ij}(\lambda)$. На рис.2 наведено знайдені в експерименті контури $\Delta I_{ij}(\lambda)$ лінії Na I 589,0 нм лампи (графік 1) та потоку збуджених атомів Na у випадку $\alpha=90^\circ$ (графік 2). Для прикладу представлено також контур лінії Na I 589,0 нм досліджуваного потоку у випадку $\alpha=7^\circ$ (графік 3). З рис. 2 видно, що максимум графіку 1 дійсно знаходиться в точці симетрії

графіку 2, а значить відповідає довжині хвилі λ_0 . Саме ця обставина обумовлює достовірність зображеного на рис.2 зсуву максимуму графіку 3 відносно λ_0 .

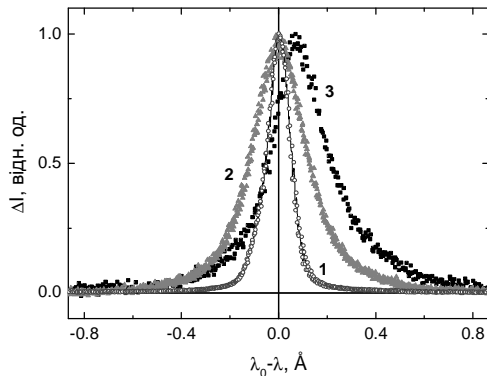


Рис. 2. Контури $\Delta I(\lambda)$ лінії Na I 589.0 нм виготовленої лампи (графік 1) та досліджуваного потоку збуджених атомів Na у випадку $\alpha = 90^\circ$ і 7° (графіки 2 і 3 відповідно).

Контури $\Delta I_{ij}(v_1)$, тобто функції $\Delta I_{ij}(\lambda)$, перебудовані у шкалі швидкостей, були одержані для 13 напрямків \mathbf{l} спостереження випромінювання. Ці напрямки складала з нормалю до поверхні мішені кути $\alpha = 7, 11, 15, 19, 24, 30, 39, 47, 56, 66, 72, 75$ та 90 градусів. Азимутальна орієнтація векторів \mathbf{l} не варіювалась, оскільки контури $\Delta I_{ij}(v_1)$ від неї не залежать (внаслідок аксіальної симетрії потоку атомів Na).

Кожний з виміряних контурів $\Delta I_{ij}(v_1)$ є згортокою відповідного розподілу $f_i(v_1)$ з апаратною функцією $a(v)$:

$$\Delta I_{ij}(v_1) = \int_{-v_T}^{v_T} a(v_1 - v_1') \cdot f_i(v_1') \cdot dv_1',$$

де v_T – швидкість, що відповідає половині вільного спектрального інтервалу інтерферометра Фабрі-Перо. Слід відмітити, що знаходження $f_i(v_1)$ з цього рівняння, тобто деконволюція згортки – одна з найбільш відомих, так званих некоректних математичних задач. Вона пред'являє жорсткі вимоги не тільки до точності вимірювання функцій $\Delta I_{ij}(v_1)$ та $a(v)$ (ці вимоги в роботі виконані), але і до якості алгоритмів деконволюції. Якість цих алгоритмів тим вища, чим більше в них закладено апріорної інформації про властивості розв'язку. Ми розробили та використали

оптимальний в цьому плані алгоритм деконволюції. В ньому враховується вся наявна апріорна інформація (в т.ч., наприклад, кількісні відомості про розширення області нульових значень функції $f_i(v_1)$ при зменшенні кута α). Суттєво вдосконалено й томографічний алгоритм перетворення набору $\{f_i\}$ функцій $f_i(v_1)$, які відповідають різним \mathbf{l} , у шуканий трьохмірний розподіл $F_i(\mathbf{v})$.

Розподіли $f_i(v_1)$, знайдені для 13 вищевказаних напрямків \mathbf{l} , були екстра та інтерпольовані двомірним сплайном на рівномірну сітку кутів $\alpha = 0 \div 90^\circ$ та швидкостей $v_1 = -v_T \div v_T$ (рис.3). Ці дані є вихідними для здійснення томографічного перетворення функцій $f_i(v_1)$ в тривимірний розподіл $F_i(\mathbf{v})$.

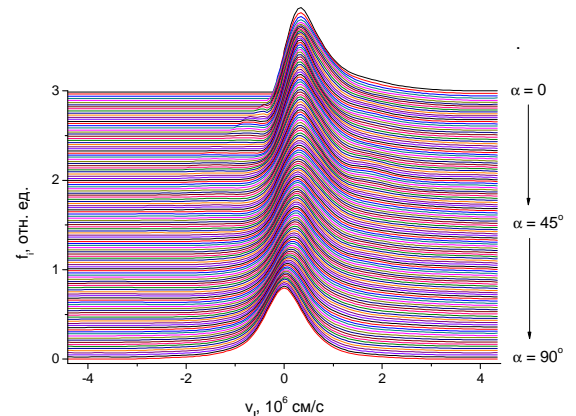


Рис. 3. Розподіл $f_i(v_1)$ на рівномірній сітці кутів $\alpha = 0 \div 90^\circ$ та швидкостей $v_1 = -v_T \div v_T$

Внаслідок аксіальної симетрії досліджуваного потоку

$$F_i(\mathbf{v})d\mathbf{v} = F_i(v_\rho, v_z)dv_x dv_y dv_z,$$

де v_x, v_y, v_z – декартові координати швидкості \mathbf{v} (вісь OZ – нормаль до поверхні), а $v_\rho = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$.

На рис. 4 представлено відбудований за цими даними згідно раніше створеної нами методики [1, 2] розподіл $F_i(v_\rho, v_z)$. Як видно з рисунку, вказана методика забезпечує посередню якість відбудови. Головним недоліком тут є наступний артефакт: значення функції $F_i(v_\rho, v_z)$ не всюди прямують до 0 при $v_z \rightarrow 0$.

Даний артефакт не дозволяє одержувати надійні кількісні дані про швидкіс-

ний розподіл $F_i(\mathbf{v})$. Тому в роботі ми використали нову методику відбудови. Вона надає можливість відтворювати розподіли

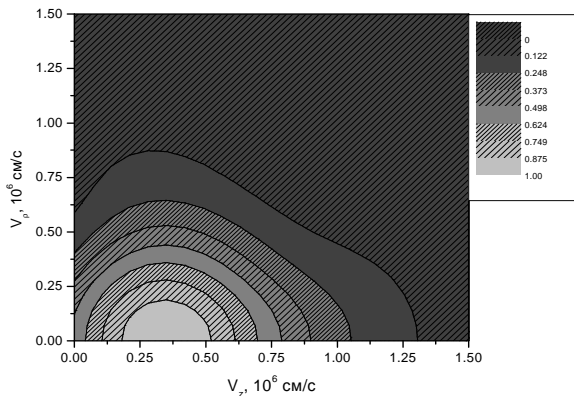


Рис. 4. Розподіл $F_i(v_p, v_z)$ для NaCl, відбудований за методикою [2, 3].

$F_i(v, \theta)$ частинок за модулями швидкостей v та полярними кутами θ вильоту з поверхні. Функції $F_i(v, \theta)$ у випадку аксіальної симетрії потоку вторинних частинок мають повністю відображати розподіли $F_i(\mathbf{v})$. Ця методика гарантує відсутність зазначеного артефакту і, як відзначалось, забезпечує максимально можливу точність відбудови.

Функцію $F_i(v, \theta)$ без втрати точності неважко представити у вигляді більш зручного для сприйняття розподілу $F_i(E, \theta)$ частинок за кінетичними енергіями та полярними кутами вильоту з поверхні. Оде-

ржаний розподіл $F_i(E, \theta)$ наведено на рис. 5. Видно, що цей розподіл витягнутий вздовж нормалі до поверхні NaCl, хоча і не так сильно, як у випадку бомбардування простих металів [1, 5]. Однак тут необхідне порівняння з емісією збуджених

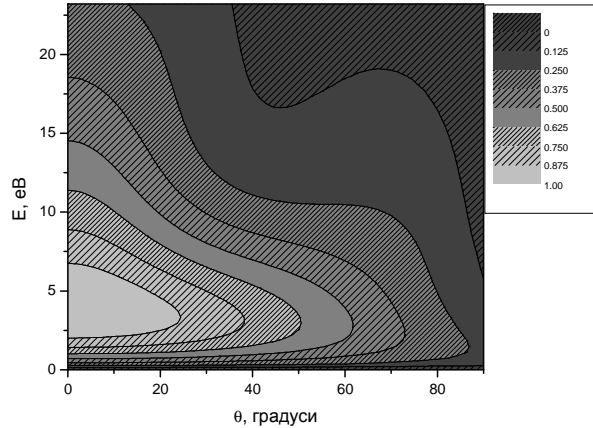


Рис. 5. Розподіл $F_i(E, \theta)$ вторинних збуджених атомів Na за кінетичними енергіями і полярними кутами вильоту з поверхні NaCl

атомів Na з поверхні натрію, дослідження якого нами проводиться в даний час. Важливо також відмітити, що згідно з рис.5 характерна кінетична енергія збуджених атомів Na складає величину порядку 10 eV. Це також говорить про відсутність кардинальних відмінностей в емісії збуджених частинок з поверхні ЛГК та простих металів.

Література

1. Дробнич В.Г., Поп С.С., Есаулов В.А. Доплеровская томография потока атомных частиц. - Ужгород: Закарпаття, 1998. - 128 с.
2. Дробнич В.Г. Доплеровская томография // Изв. РАН. Сер.физ. - 1998. - Т.62, №7. - С.1382-1396.
3. Конопльов О.М., Кузьма В.В., Мастюгін В.О., Подгорецька Г.Ю., Дробнич В.Г. Еталонна лампа для визначення апаратної функції та калібровки шкали довжин хвиль інтерферометру Фабрі-Перо. Науковий Вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. №16. 2004. – С.57-60.
4. Деклараційний патент на винахід №42395А, Україна, МКІ G01N23/00. Спосіб високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу твердих тіл /Дробнич В.Г., Охріменко С.В., Поп С.С., Шароді І.С. (Україна). - №2001020979; Заявлено 13.02.2001. Опубл. 15.10.2001, Промислова власність: офіційний бюл. 2001. №9.
5. Дробнич В.Г. Дифференциальные характеристики эмиссия возбужденных частиц при ионной бомбардировке металлов: методы, эксперимент, теория. Дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.04. - Ужгород, 1999. - 287 с.

6. В.Г.Дробнич, В.А. Мاستюгин, С.В. Охрименко, С.С. Поп Дифференциальные характеристики эмиссия возбужденных атомов Na при ионной бомбардировке поверхности NaCl ионами K^+ . Известия академии наук. Серия физическая. Т. 62, №4. 1998 – С 836 -839.
7. В.Г. Дробнич, О.М. Конопльов, С.В Охрименко, С.С. Поп, І.С. Шароді. (Україна), Пат. №44612А, G01N23/00. Пристрій для вимірювання тривимірних функцій розподілу по швидкостям атомів і іонів, розпорошених і розсіяних в будь-якому конкретному і-ому електронному стані. Промислова власність. Офіц.бюл.№2. 2002.

THREE-DIMENSIONAL FUNCTIONS OF DISTRIBUTION ON SPEEDS OF ATOMS Na, SPRAYED FROM SURFACE NaCl

V.G. Drobnych, O.M. Konoplov, V.V. Kuzma, V.O. Mastuygin,
A.S. Bobrovnik

Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod, Voloshina, 54

Doppler contours of a line Na I 589,0 nm in case of bombarding a crystal NaCl lengthways normal to a surface by ions K^+ with energy 7 keV and density of the ions current up to 1 mA/cm² are measured. Polar corners of supervision of optical radiation are established $\alpha = 7, 11, 15, 19, 24, 30, 39, 47, 56, 66, 72, 75$ and 90 degrees. The stream tomogram of secondary atoms Na raised by a resonant condition is received, that is the most detailed differential characteristics of a stream of these particles is certain. On the basis of the received data drawn a conclusion on similarity of differential characteristics of ionic-photon emission alkali-halide crystals and simple metals.