

ЕМІСІЯ ГАЗУ І ПИЛУ В ХОЛОДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ ІЗ ПІДВИЩЕНИМ УМІСТОМ РАДІОАКТИВНОГО ІЗОТОПУ ТИТАНУ $^{44}_{22}\text{Ti}$

Д. М. Дойков¹, С. М. Андрієвський², О. В. Ющенко³

¹Одеський національний морський університет, кафедра математики, фізики та астрономії,
вул. Мечникова, 34, Одеса, 65029, Україна

²Астрономічна обсерваторія Одеського національного університету,
вул. Марашлівська, 1в, Одеса, 65014, Україна

³Дослідницький інститут Астрокамр Контентс, Гоїанг, 10329, Республіка Корея
e-mail: doikov@mail.bg, andrievskii@ukr.net, avyushchenko@gmail.com

(Отримано 12 лютого 2018 р.)

Визначено емісійні властивості холодного газу в газопилових середовищах із підвищеним умістом радіоактивних елементів. Показано, що безпосереднім джерелом збудження емісії молекул і атомів є вторинні Оже-електрони. Встановлено функцію розподілу за енергією нетеплового електронного Оже-газу залежно від дислокації фізично важливих шарів. Отримано коефіцієнт переробки енергії позитронів, що утворюються в ланцюжках розпадів виду $^{44}_{22}\text{Ti} \xrightarrow{85\text{y}} ^{44}_{21}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} ^{44}_{20}\text{Ca}$. Досліджено дифузну компоненту холодних молодих залишків наднових. Для газопилових туманностей в активних ділянках галактик, атмосферах і оболонках зір із підвищеним умістом радіоактивних елементів одержано оцінки нетеплових спектрів. Виявлено нові критерії оцінки відносного вмісту ізоотопів $^{40}_{20}\text{Ca}$ і $^{44}_{20}\text{Ca}$ в залишках наднових і газопилових конгломератах в ділянці активних центрів галактик.

Ключові слова: газопилові середовища, Оже-електрони, залишки наднових, газопилові конгломерати.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.22.2901>

PACS number(s): 98.58.–w, 98.58.Mj, 95.30.Dr

I. ВСТУП

Значні ділянки галактичного простору містять холодний газ із конденсованою дисперсною фазою (КДФ). Їх вивчення можливе за наявності або внутрішніх, або зовнішніх джерел променевої енергії. До внутрішніх джерел збудження холодного газу з КДФ зазвичай відносять компактні джерела типу білих карликів, білих карликів із планетарними туманностями, пульсарів із залишками наднових і різних видів компактних об'єктів у кратних зоряних системах, які випромінюють енергію в навколишній простір унаслідок акреції речовини між зорями, що входять у ці системи. Кванти, що випромінюються в навколишнє середовище, викликають власне світіння газу з КДФ навколо них. До зовнішніх джерел відповідно відносять віддалені області галактик, які випромінюють світлову енергію, а холодний газ з КДФ знаходиться між спостерігачем і зовнішнім джерелом енергії. Через сильне поглинання і розсіювання такі газопилові агрегати дають мізерну інформацію про стан і хімічний вміст речовини. Коли світність джерел енергії мала, холодний газ з КДФ може випромінювати лише кванти далекої ІЧ-області і радіохвилі. Низька інтенсивність променивих потоків не дозволяє вивчати такі об'єкти у повному обсязі. Єдиним джерелом інформації при цьому є обертальні спектри молекул і власне випромінювання КДФ. У холодному, розрідженому газі, що перебуває при температурах в (4 – 100) К, можливе збудження тільки обертальних

квантових станів в інтервалі енергій (0.02 – 2) еВ та інфрачервоного випромінювання пилу. Вибухи нових і наднових зір породжують ударні хвилі. У цьому випадку за їх фронтом, в результаті ударних процесів збудження міжзоряного газу і пилу (КДФ), виникають області випромінювання, які добре спостерігаються наземними і космічними засобами. Ці випромінювання на максимальній фазі своїх значень дозволяють припускати збудження оточуючих областей міжзоряного середовища і асоційованих з ними газопилових комплексів. Таким чином, атомарні й молекулярні спектри виникають у разі ударного або радіаційного збудження, а найчастіше сукупної їхньої дії. Після вибуху надрової SN 1987A і детального вивчення її залишку був відкритий нестабільний ізоотоп $^{44}_{22}\text{Ti}$. Його період напіврозпаду становить 86 років, а повна маса цього ізоотопу в оболонці, отримана з вимірювань протягом останніх 12 років (див. [1]) та розрахунків у роботах [2, 3], має порядок $10^{-3} M_{\odot}$. Після ланцюжка радіоактивних перетворень $^{44}_{22}\text{Ti} \xrightarrow{85\text{y}} ^{44}_{21}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} ^{44}_{20}\text{Ca}$ середовище насичується позитронами і ядрами віддачі $^{44}_{20}\text{Ca}$. Впливу дії $^{44}_{20}\text{Ca}$ на холодний залишок SN 1987A присвячена робота [4]. У пропонованій статті розглянуто вплив позитронної компоненти цього ланцюжка радіоактивних розпадів на фізичні умови в цьому залишку. Отримані результати можна використовувати для дослідження інших об'єктів. До них належать міжзоряні хмари, планетарні туманності й атмосфери зір з високим умістом радіоактивних елементів. За досить високого ступеня забрудненості радіо-



активними елементами холодних агрегатів речовини виникають умови збудження світіння емісійних ліній і смуг, що приписуються атомам і двоатомним молекулам. Для всіх фізичних систем, крім залишків наднових, розрахунки мають характер оцінок і вимагають уточнення. Необхідність ідентифікації фізичних умов у холодних залишках наднових за відсутності зовнішнього джерела збудження молекулярних ліній є актуальною проблемою. Спостереження за допомогою телескопа "Хаббл", що здійснені 7 січня 1995 року, показали наявність поля випромінювання з достатньою для спостережень інтенсивністю в оптичній і короткохвильовій (УФ)-областях спектра [3]. Виявлені лінії радіаційних переходів атомів і молекул в оптичній і ближній ІЧ-областях виявилися додатковим інструментом діагностики залишку. Велика частина квантів УФ-діапазону поглиналася в той період атомами металів і їхніми сполуками, після чого перероблялася в оптичні та ІЧ-кванти. Випромінювання в цей період спостережень виявлялося замкненим у внутрішній частині оболонки. Тут же, у внутрішніх шарах, згідно з розрахунками авторів робіт [2, 5], локалізований радіоактивний ізотоп $^{44}_{22}\text{Ti}$. Згідно з ранніми роботами Четокіна і Зельдовича, несиметричні вибухи наднових I і II типу обов'язково приводять до появи великої кількості важких елементів і їхніх радіоактивних ізотопів. Як наслідок, під час вибуху надрової важка фракція зорі розташована у внутрішній частині залишку. Саме УФ-випромінювання в основному продукується елементами залізного піка. Збудження атомів металів у результаті йонізаційних втрат протягом всього спостережуваного періоду зумовлено позитронами і ядрами віддачі $^{44}_{20}\text{Ca}$.

Рух швидких позитронів у молодих залишках наднових призводить до збудження низько розташованих К-, рідше L- і M-електронів. А їхній первинний перехід до незбудженого стану відбувався за каскадною схемою. Створені жорсткі кванти збуджували квантові переходи в УФ і оптичній ділянках. Пов'язано це з тим, що збудження, яке тепер відбувається, уже викликає величезну кількість дозволених переходів. У результаті виникає квазібаланс радіаційних переходів із навколишнім променевим полем. Описані умови були характерні для зазначеного періоду спостережень (близько 8 років після вибуху). На сьогодні (31 рік після вибуху SN 1987A) щільність середовища впала на порядок і оболонка вже увійшла в небулярну фазу. Випромінювання, що виникло внаслідок первинного збудження, уже не є замкнутим усередині оболонки й розповсюджується по всьому об'єму залишку. У сучасний період йонізаційно-радіаційний баланс по всій оболонці відсутній і основний внесок у фізичний стан холодного газу залишку з КДФ дають локальне не-теплове поле випромінювання зі своєю функцією джерел $S(r, E)$ і функція розподілу Оже-електронів за енергіями $f(E, r)$, які виникають у разі руху швидких позитронів. При цьому будемо враховувати внесок в $S(E, r)$ і $f(E, r)$ від кожного хімічного елемента, що є складником локальної частини оболонки. Величина r

формально означає відстань цього шару залишку від умовного центру вибуху. В кожній частині оболонки величина r відповідає локальному хімічному вмісту. У цьому випадку, вирішуючи завдання з діагностики залишку, доцільно перейти від r до масових лагранжевих змінних, а фізичні умови всередині кожного шару оболонки вважати однаковими. Кількість шарів, на які розбивається оболонка, зазвичай не досягає 10. Це пов'язано і з кількісними характеристиками структури залишку, в тому числі хімічним вмістом. У холодних газопилових конгломератах створення вакансій на К-, L-, ...-рівнях відбувається за трьома каналами: зіткнення атомів і молекул з квантами високих енергій; зіткнення атомів і молекул з частинками високих енергій; радіоактивне захоплення ядрами $^{44}_{22}\text{Ti}$ К-, рідше L-електронів у вільних атомах або в атомах, що входять у молекули. У цій праці також досліджено вплив другого і третього механізму на фізичні умови в радіоактивному небулярному залишку. В роботі [6] встановлено, що високоенергетичні γ -кванти тільки за дуже високих інтенсивностей і енергій здатні викликати активне утворення К-вакансій в атомах і молекулах. На фронтах ударних хвиль надрової в сучасний період швидкі позитрони не виникають (джерела позитронів існують у внутрішніх шарах вибухової оболонки).

II. ВЗАЄМОДІЯ ПОЗИТРОНІВ З ОБОЛОНКОЮ В ХОЛОДНИХ ЗАЛИШКАХ НАДНОВИХ II ТИПУ

Після рекомбінації водню на характерних часах (близько 800–1000 днів після вибуху) зменшення середньої температури газу відбувається за відмінним від адіабатичного чи автомоделного законом зміни основних термодинамічних параметрів. Однією з причин таких відхилень є швидкі позитрони, утворені одночасно з ядрами віддачі $^{44}_{20}\text{Ca}$ у ланцюжку радіоактивних перетворень. Позитрони гальмуються в оболонці на великих масштабах і за іншим законом, порівняно з атомами $^{44}_{20}\text{Ca}$. Здатність проникнення позитронів на багато порядків вища від аналогічної здатності ядер віддачі $^{44}_{20}\text{Ca}$. Взаємодія позитронів із речовиною оболонки аж до їх анігіляції має здебільшого непружний характер. У результаті вони викликають йонізацію і збудження атомів і молекул холодної оболонки. Виникає її світіння в оптичному та ІЧ-діапазонах спектра. Згідно з критерієм Мессі [7], пружні взаємодії позитронів із компонентами оболонки можливі за кінетичних енергій електронів і позитронів, менших за 10 еВ. За таких енергій конкурентним розсіюванню позитронів процесом є випромінювання двох γ -квантів унаслідок взаємодії позитрона з навколишніми атомними електронами. Самі γ -кванти в умовах високорозрідженого й холодного газу з великою ймовірністю покидають оболонку. В інтервалі енергій 10 еВ–0.6 МеВ маємо три умови непружних процесів:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{взаємодія поблизу ядра } b \ll a, \\ \text{взаємодія заряджених частинок з орбітальним електроном } b \approx a, \\ \text{взаємодія заряджених частинок з орбітальним електроном } b \gg a, \end{array} \right.$$

де b — прицільний параметр, a — розмір атома.

Згідно з класичною формулою, що описує пружні зіткнення частинок α і β з масами m_α , m_β та енергіями K_α , K_β , після кожного акту зіткнення частинці α передається енергія ΔK_α [8]

$$\Delta K_\alpha = -\frac{m_\alpha m_\beta}{(m_\alpha + m_\beta)^2} (1 - \cos \nu) (K_\alpha - K_\beta), \quad (1)$$

де ν — кут розсіяння частинки, що налітає ($b \gg a$). Величину $\chi_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)^2$ у формулі (1) називають коефіцієнтом передачі енергії (або ефективністю обміну енергії). Якщо кінетична енергія електронів $K_e < 10$ еВ та йонів $K_i < 10^4 m_i / m_H$ еВ $\approx 4.4 \cdot 10^5$ еВ, то справедливе виконання критерію Мессі в електрон-атомних зіткненнях. Переріз зіткнень за малих кутів розсіювання визначається формулою [9]

$$\sigma \approx \frac{0.4}{v^{2.5}} \left(\frac{\alpha e^2}{\mu v^2} \right)^{1/2} \approx 2.5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (2)$$

Електрон індукує дипольний момент $d = \alpha_d (e/r)^{1/2} u = 2\alpha_d (e^2/r) u$. Тут $\alpha_d = \chi r_d^3$ — поляризація атома водню за малих швидкостей. Величина χ — числовий коефіцієнт (для атома водню $\chi = 4.5$). У діапазоні великих швидкостей частинок, що відповідає нашому випадку, переріз розсіювання визначається співвідношенням:

$$\sigma = \left(\frac{Zr^2}{3r_d} \right)^2, \quad (3)$$

де r^2 — середнє значення квадрата радіуса атома або його йона. Для атома ${}^{44}_{20}\text{Ca}$ переріз розсіювання за кінетичної енергії електрона 10 еВ, що налітає, становить $\sigma = 2.5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Перезарядка йонів і нейтральних атомів можлива за досить низьких енергій ($K \sim 0.1$ еВ), і її ймовірність значно перевищує поляризаційні ефекти. Якщо $K \geq 1$ кеВ, то переріз перезарядки різко спадає через зменшення часу взаємодії частинки. Інакше кажучи, вже утворений ${}^{44}_{20}\text{Ca}$ з малою вірогідністю бере участь у реакціях перезарядки й залишається в йонізованому стані.

Перша і друга умови Мессі підходять тільки для опису йонізаційних утрат в оболонці. Ураховемо, що, на відміну від атомів ${}^{44}_{20}\text{Ca}$, позитрони під час свого переміщення мають на 4-5 порядків більшу рухливість і проникальну здатність. Позитрони аж до своєї анігіляції здатні викликати утворення К-, L-, M-вакансій усіх атомів оболонки надкової. У цьому й полягає суть йонізаційних утрат. Хімічний уміст вибухової оболонки, згідно з роботами [2, 5], такий, що у внутрішніх частинах містяться елементи залізного піка, молекули

та пил разом зі швидкими позитронами та продуктами радіоактивного розпаду. Зовнішні шари оболонки містять більшість легких елементів. В оболонці виникає фотонне поле внаслідок каскадних переходів. Атоми металів генерують здебільшого рентгенівські фотони, УФ-оптичні фотони, а молекули — оптичні, ГЧ і радіопереходи. Своєю чергою, більшість фотонів з енергіями, більшими за 1 Ру, є йонізаційними. Тобто належать до дифузного йонізаційного випромінювання, яке призводить до фотойонізації вибухової оболонки в небулярному стані. Своєю чергою такі джерела квантів запускають елементарні процеси в небулярній плазмі. Перенесення такого випромінювання та йонізаційна структура плазми формують фізичні умови середовища, які реєструються спектроскопічними приладами. Для позитронів звичайно користуються спрощеною формулою енергетичних утрат у речовині у вигляді співвідношення [10]

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 N_A \frac{m_e c^2}{\beta^2} \times \left(\ln E_k - \ln I + \ln \left(1 + \frac{\tau}{2} \right) + F^+(t) - \delta \right), \quad (4)$$

де E_k — кінетична енергія позитрона, що налітає; ρ — густина середовища; F^+ — силова функція йонізаційних утрат позитронів; N_A — число Авогадро; Z — атомний номер атома-мішені; A — масове число атома-мішені; I — середній потенціал збудження або йонізації (середнє арифметичне всіх йонізаційних потенціалів електронних рівнів атома); m_e — маса електрона; r_e — класичний радіус електрона; δ — коригувальний коефіцієнт, що визначається густиною (у нашому випадку приймається рівним нулеві); $\tau = E_k / (m_e c^2)$; $\beta = v/c$.

Напівемпіричний вигляд силової функції

$$F^+ = 2 \ln \tau - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right). \quad (5)$$

Для декількох елементів у праці [11] інтерпретовано результати власних експериментальних робіт із визначення йонізаційних утрат в однорідних середовищах і подано напівемпіричні поліноміальні формули для цієї функції. Отримані прості співвідношення під час проходження позитронів через відповідні середовища справедливі тільки для декількох елементів, що перебувають у твердому стані. Нехай ρ — густина середовища, γ — повна кінетична енергія з урахуванням релятивістських поправок. Тоді енергетичні втрати матимуть такий вигляд:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}}^{\pm} = (MZ + C) (\gamma^{A \pm Z + B \pm}) / \gamma (K^{\pm} - 1). \quad (6)$$

Константи розглянутих енергетичних утрат позитронів у формулі (6) також наведені в праці [11]. Для спектральної діагностики холодних залишків важливо знати структуру радіаційного поля, що виникає внаслідок руху позитронів. Крім зазначених процесів, у спектрах холодних оболонок формується власний дифузний (неперервний) спектр нетеплового походження, опис якого наведемо в наступному розділі.

Крім йонізаційних утрат у речовині, у залишках SN 1987A та Cassiopea A спостерігаються прямі прояви ланцюжка розпадів ${}^{44}\text{Tl} \xrightarrow{85\text{y}} {}^{44}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} {}^{44}\text{Ca}$ — вакансії в момент К-захоплення в атомі ізотопу ${}^{44}\text{Tl}$. Утворення нестійкого до β -розпадів ядра ${}^{44}\text{Sc}$ супроводжується випромінюванням електронного нейтрино, а його розпад — випромінюванням позитрона, γ -і рентгенівських квантів. Інтенсивність утворення таких К-вакансій порівняна з наслідками процесів, викликаних йонізаційними втратами в речовині. Єдина відмінність полягає в їх локалізації. На сьогодні позитрони проявляються по всій оболонці, а радіоактивний розпад ${}^{44}\text{Tl}$ відбувається у внутрішніх шарах оболонок (Fe/Ne-зонах).

Процеси захоплення або вибивання К- або L-електронів в атомах і молекулах супроводжуються формуванням каскадних переходів і викидом у навколишнє середовище “гарячих” Оже-електронів. В інтервалі визначених енергій — (0.511–1.1) МеВ довжина хвилі де Бройля — $\lambda_D = 10^{-12} - 10^{-13}$ м. Практично, з імовірністю в 90% , енергія, що припадає на йонізаційні втрати позитронів, витрачається на вибивання К-, L-, M-електронів мішеней — атомів і молекул. Таким чином, холодний залишок постійно поповнюється “гарячими” електронами, що збуджують верхні рівні в атомах і молекулах. Збуджені Оже-електронами високих енергій атоми металів ефективно беруть участь у подальшій переробці жорстких випромінювань в оптичній і ІЧ-області. Зрештою, перероблені металами короткохвильові кванти утворюють вихідне радіаційне поле, яке формує емісійні спектральні лінії (див. розділ IV). Наявність пилу в холодному газі, що містить радіоактивні ізотопи, які розпадаються, призводить до ІЧ-експесів, за якими оцінюють термодинамічну температуру холодної хмари. Однак це питання знаходиться поза межами нашої статті.

III. ФІЗИЧНІ АСПЕКТИ ВЗАЄМОДІЇ ПОЗИТРОНІВ ІЗ ХОЛОДНИМИ ЗАЛИШКАМИ НАДНОВИХ II ТИПУ

Позитрони можуть взаємодіяти з атомами й молекулами тільки з нижньою межею енергій близько (4–5) кеВ. Взаємодія електронів із повністю екранованими орбіталями атомів і молекул — їхніх верхніми рівнями — стає ефективною за енергій, вищих від 40 кеВ. За таких енергій позитрони беруть участь в йонізації речовини і ще неефективно анігілюють. Параметр розсіювань b для атомів за цих енергій можна порівняти з довжиною хвилі де Бройля. За даних умов електронами, що налітають, вибиваються в ато-

мів (молекул) L-, M-електрони. Якщо налітає позитрон, то відбувається їх анігіляція з К-електроном і утворенням одного γ -кванта з енергією порядку 1.4 МеВ. У зовнішніх шарах залишку наявні здебільшого водень, гелій і ядра віддачі, які надійшли з внутрішніх шарів оболонки ${}^{44}\text{CaII}$. Утворений γ -квант залишає атом і створює вакансію в К-оболонці. Наступна еволюція атомної або молекулярної системи відбувається за двома конкурентними каналами. У першому випадку виникають квантові каскадні переходи з випромінюванням м'яких рентгенівських і жорстких УФ-квантів. Другий канал викликає передачу енергії, яка вивільнилася після утворення дірки електронами зовнішніх оболонок. Для атомів, аж до елементів залізного піка, формування Оже-електронів відбувається з 50% ймовірністю. Для атомів гелію зовнішньої частини залишку це означає його перебування в повністю йонізованому стані. Атоми ${}^{44}\text{Ca}$ виникають і підтримуються в йонізованому стані. Для молекул, крім зазначених ефектів, маємо ще їх дисоціацію. Розгляньмо енергетичний спектр утворених Оже-електронів. Для легких елементів їхня кінетична енергія порівняна з енергією К-рівня. Для водню та гелію вона становить 13.6 і 40.5 еВ, для атомів ${}^{44}\text{Ca}$ маємо 3 кеВ. Таким чином, рух позитронів через зовнішні шари оболонок і їх анігіляція викликає одночасне формування жорстких радіаційних каскадних випромінювань. Також формується потік нетеплових електронів, розсіювання яких призводить до ударного збудження зовнішніх електронних оболонок атомів і молекул.

У результаті ударних йонізаційних утрат, викликаних позитронами, виникають електронні вакансії. Атоми переходять в сильно збуджений стан. При знятті збудження спостерігаються як каскадні переходи електронів верхніх рівнів на нижні вакансії, так і відрив Оже-електронів. Відтак утворюється атомний йон. У холодній оболонці залишку виникає нетеплове випромінювання і швидкі електрони. Тепер концентрація речовини залишку змінюється від 10^3 см^{-3} на внутрішній межі до 10^7 см^{-3} на зовнішній. Хімічні елементи, що становлять інтерес для розв'язуваної задачі, а також дані щодо їхнього кількісного вмісту в різних частинах оболонки наднової наведемо в тій же послідовності, що в роботі [3]. Дані щодо сумарних енергетичних характеристик каскадних переходів і Оже-розпадів, що виникають у зазначених атомах, узяті з роботи [12]. Як було зазначено в попередніх розділах, головною відмінністю залишку наднової є наявність у ній інтенсивного потоку позитронів і ядер віддачі атомів Ca. Стан атомів Ca в оболонці описано в праці [4]. Указані фізичні умови є ще одним аргументом на користь їх перебування у вигляді йонів CaII. Гальмування швидких позитронів відбувається аж до енергій у декілька кеВ. Потім вони анігілюють з К-електронами атомів оболонок. Тому ми розглядаємо процеси різних каналів збудження нейтральних атомів оболонки з утворенням вакансії в К-оболонках атомів, які зазнали зіткнення з позитроном. Позитрони формуються у внутрішній

частині оболонки в Fe/He, Si/S, O/Si/S-зонах [3]. За час, що пройшов після вибуху (31 рік), швидкість їх породження зменшилася на 18%. У сучасну епоху залишок змінює свій хімічний уміст тільки за рахунок радіоактивних розпадів титану, тобто повна маса відповідної зони практично не змінюється. Усереднення хімічної структури оболонки з праць [2, 5] і застосування адаптованих формул для розрахунку йонізаційних утрат позитронів привели до оцінки поля нетеплового випромінювання на 1 грам речовини. Радіаційне поле газової компоненти відповідної частини оболонки пов'язано з процесами формування різних каскадних електронних переходів, з одночасним викидом Оже-електронів. Установлення статистичного балансу процесів збудження атомів і молекул і їх релаксації до вихідних станів в умовах холодного залишку малоймовірно. Проміжки часу між послідовними парними зіткненнями під час руху швидких позитронів і часи каскадних переходів значно відрізняються. З цього видно, що завдання обчислення коефіцієнта переробки кінетичної енергії Оже-електронів в енергію фотонів є актуальним. Такі електрони взаємодіють з електронами зовнішніх оболонок навколишніх атомів і ефективно втрачають свою енергію. Електрони за кінетичних енергій, що перевищують 10 eV, згідно з критерієм Мессі, відчують непружні взаємодії з електронними оболонками атомів. У момент утворення йонного остова відбуваються каскадні переходи, що дають жорсткі кванти. На етапі холодного залишку, через 31 рік після вибуху, всі внутрішні частини оболонки перебувають у сильно розрідженому стані й формуються кванти жорстких випромінювань, які ефективно нагрівають пил, а не газ. З огляду на велике різноманіття атомів і молекул у залишку, поле випромінювань робить внесок тільки в дифузну компоненту.

IV. ОБЧИСЛЕННЯ РАДІАЦІЙНОГО ПОЛЯ $S(E, R)$ І ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОНІВ ЗА ЕНЕРГІЯМИ $F(E, R)$ У ХОЛОДНОМУ ГАЗІ ЗАЛИШКУ З КДФ

Маса попередників збігається з масою оболонки, тому тепер вважається, що вибух SN 1987A стався без утворення залишку і маса оболонки становить $19 - 20 M_{\odot}$. У сучасний період внутрішня частина вибухової оболонки має площу близько $2.5 \cdot 10^{36} \text{ cm}^2$. Середня висота стовпа шару h оболонки складає 10^{17} cm . Відстань від центру вибуху дорівнює 10^{18} cm . Повна кількість позитронів, утворених розпадом ${}_{22}^{44}\text{Ti} \xrightarrow{85 \text{ y}} {}_{21}^{44}\text{Sc} \xrightarrow{6 \text{ h}} {}_{20}^{44}\text{Ca}$, за значень $M_{{}_{22}^{44}\text{Ti}} = 1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ досягає 10^{51} позитронів. З іншого боку, об'єм залишку досягає 10^{51} cm^3 . Метод розрахунку функцій $S(E, r)$ та $f(E, r)$ базується на тому, що в обраних шарах оболонки відомим є хімічний уміст. Назву шарів, яку використовуємо в нашій роботі, вперше запропоновано в роботах [2, 3, 5]. Наприклад, у наших розрахунках Fe/He-зона найбільш внутрішньої оболонки, за неї ідуть Si/S та O/Si/S-зони. Користуючись детальним

хімічним умістом та результатами розділу III, долю елемента ${}_{22}^{44}\text{Ti}$ (в одиницях маси Сонця) можна оцінити величинами: $0.138 \cdot 10^{-3}$; $0.728 \cdot 10^{-5}$; $0.256 \cdot 10^{-5}$. Густина в зазначених зонах (y cm^{-3}) становить: $1.8 \cdot 10^4$; $3.5 \cdot 10^5$; $4.2 \cdot 10^6$. Радіальна швидкість зон — V_{out} становить близько 2000 km/s стосовно центру вибуху.

В умовах заданого залишку радіус оболонки згідно з гідродинамічним розрахунком багатьох авторів становить 0.1 повного її радіуса (див. [13]). На таких масштабах кожен позитрон встигає зробити $10^3 - 10^5$ зіткнень у відповідному шарі. З огляду на повну кількість атомів речовини надкової та загальну кількість позитронів можна зробити висновок, що в середньому, до епохи спостереження, не менше 1% речовини залишку зазнало зіткнення зі швидкими позитронами і це більшою мірою з нетепловими Оже-електронами.

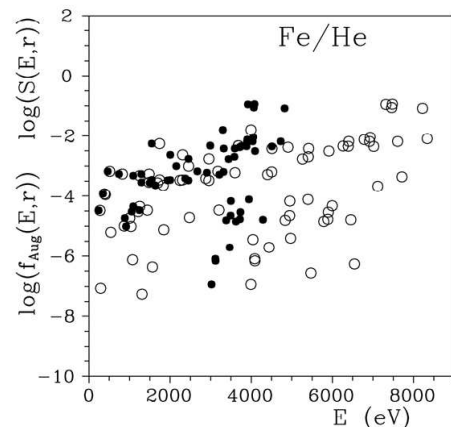


Рис. 1. Функція розподілу електронної концентрації $f_{\text{Aug}}(E, r)$ та функція розподілу фотонів $S(E, r)$. Концентрації електронів N_e та фотонів N_{ph} нормовані на величину 10^{51} . Чорні кружечки відповідають електронам, світлі — фотонам. Повна кількість позитронів 10^{51} є сталою в оболонці SN 1987A.

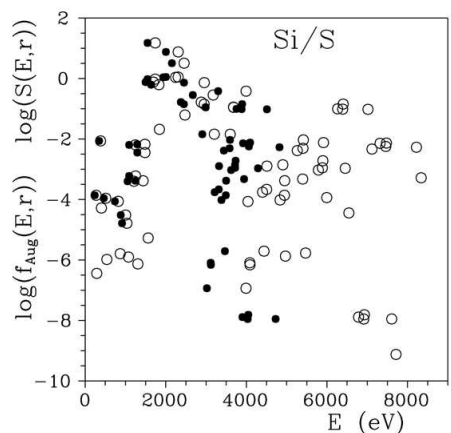


Рис. 2. Теж саме для зони Si/S.

У нашу епоху позитрони вже доходять до зовнішньої частини оболонки залишку і наведені оцінки залишаються справедливими. На рис. 1–3 показано енергетичні внески різних атомів у радіаційну й елек-

тронну компоненти (внаслідок Оже-ефекту). За певних умов може досягатися баланс між полем випромінювання і внутрішньоатомними переходами. Однак тепер його немає. У нашому випадку електрони навколишнього газу мають двокомпонентну (двомодальну) функцію розподілу. Це тепла максвелівська частина електронів із низькими тепловими швидкостями та нетеплова частина, яка формується Оже-електронами.

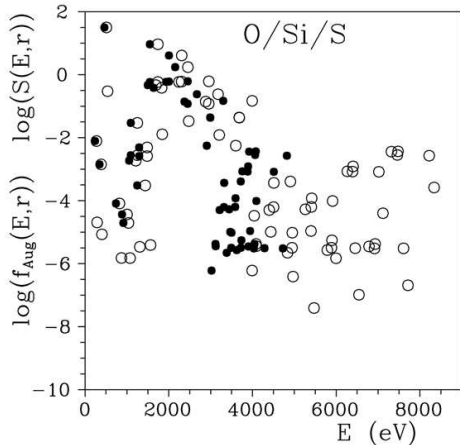


Рис. 3. Теж саме для зони O/Si/S.

Теплові електрони мають малі швидкості і в енергетичному балансі атомів та їхніх йонів не беруть участі. Тому важливим завданням є обчислення поля швидкостей Оже-електронів і їхньої взаємодії з атомами оболонки, а також характерних часів їх термалізації в різних шарах оболонки. Частина Оже-електронів своєю чергою втрачає набуту кінетичну енергію на вільно-вільні і зв'язано-вільні переходи в нейтральних атомах оболонки. Тобто важливо знати баланс між Оже-електронами, що викидаються в середовище, і часом їх релаксації до теплових швидкостей у цьому середовищі. Тоді основна частина енергії, передана позитроном на пряму йонізацію атома за рахунок каскадних переходів, перетворюється у випромінювання. Рис. 1–3 відображають функції $f(E, r)$ та $S(E, r)$ у трьох зонах вибухової оболонки. Маючи всі зазначені параметри для цих шарів, ми виконали детальні розрахунки для різних хімічних атомів, що беруть участь у зіткненнях. На цій основі одержано розподіл фотонів каскадного походження за енергіями та енергетичний розподіл Оже-електронів. Маючи функції $f(E, r)$ та $S(E, r)$ для шару, можна пронормувати кількість Оже-електронів на 10^{51} — повну кількість позитронів в оболонці, а кількість фотонів — на 10^{51} см^3 , тобто на повний об'єм шару. На рисунках розподіли $f(E, r)$ та $S(E, r)$ мають діаграмне зображення. Тобто однаковим значенням енергії відповідають декілька точок діаграми. Це є ефектом масштабу, з одного боку, та наявності квантів з близькими енергіями для різних атомів унаслідок проходження в них каскадних переходів — з другого.

У. ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР ВІДДАЧІ $^{44}_{20}\text{Ca}$ В ХОЛОДНОМУ ГАЗІ

Кінцевий продукт ланцюжка зазначених вище радіоактивних перетворень має значну кінетичну енергію. Згідно з роботою [1] кінетична енергія $^{44}_{20}\text{Ca}$ досягає (0.6 – 1.14) MeV. У момент формування такого ядра зі ймовірністю 50-60% в елементах залізного піка відбувається утворення Оже-електронів, й утворюється йонізований $^{44}_{20}\text{CaII}$. Його власна швидкість в оболонці досягає 10^6 м/с. Внутрішня частина оболонки залишку містить основну частину важких елементів, утворених під час вибуху з концентрацією, що залежить від їхнього початкового вмісту, і приблизно дорівнює $10^3 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Стикаючись з ними і з електронами, уламок розпаду втрачає кінетичну енергію. Холодні електрони залишку набувають нетеплових швидкостей і підтримують Ca в йонізованому стані. Зіткнення атомів з атомами залишку викликає збільшення їхніх теплових швидкостей та ударне збудження рівнів з подальшим випромінюванням фотонів в УФ-, оптичному, і ІЧ-діапазонах спектра.

Таким чином, необхідно розглянути зіткнення йонів $^{44}_{20}\text{Ca}$ з нейтральними атомами залишку й електронами. При зазначених швидкостях $^{44}_{20}\text{Ca}$ електрони оболонки вважаємо такими, що перебувають у стані спокою через їхню низьку температуру. Тоді енергія зіткнення з електроном буде близькою до 10 eV. За таких зіткнень виконується критерій Мессі [7], що дозволяє використати класичну теорію зіткнень. Згідно з прийнятим вище припущенням будемо вважати, що $^{44}_{20}\text{Ca}$ не рухається, а електрон налітає зі швидкістю 10^6 м/с. Тоді після кожного акту зіткнення атома передається кінетична енергія — ΔK_α згідно з формулою (1) (якщо кінетична енергія електрона $K_e < 10$ eV та йона $K_i < 10^4 m_i / m_H$ eV $\approx 4.4 \cdot 10^5$ eV, то використання класичної теорії зіткнень допустиме). За великих швидкостей частинок, що маємо в нашому випадку, перетин розсіювання визначається за співвідношенням (3).

Перезарядка йонів і нейтральних атомів можлива при досить низьких енергіях ($K > 0.1$ eV), і її ймовірність значно перевищує ймовірність поляризаційних ефектів. Як вище згадувалось, якщо $K \geq 1$ keV, то переріз перезарядки значно падає через зменшення часу взаємодії частинок. Тому розділимо умовно енергію $^{44}_{20}\text{Ca}$ на два інтервали. В інтервалі енергій ($10^5 - 10^6$) eV йон кальцію відчуває йонізаційні втрати енергії за законом Бете-Блоха [10]. Оскільки кінетична енергія віддачі ядра становить (0.6 – 1.14) MeV (дотримується критерій нерелятивістського наближення), скористаймося формулою Бете-Блоха

$$-\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \times \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2)\right), \quad (7)$$

де n_e — густина електронів у залишку; Z — зарядовий номер частинки (в нашому випадку для атома кальцію $Z = 20$); v — її швидкість; $\beta = v/c \approx 0.01$;

$(dW/dx)_{\text{ion}}$ — питомі йонізаційні втрати на одиницю довжини, I — середній йонізаційний потенціал $I = (13.5 \text{ eV}) \cdot Z = 13.5 \cdot 20 \text{ eV} = 270 \text{ eV}$. Вміст йонів кальцію на фронті віддаленої ударної хвилі на багато порядків менший від аналогічного вмісту всередині залишку. Вміст атомів ^{44}Ca прямо залежить від кількості ядер, що розпалися ^{44}Ti . Йонізаційні втрати в речовині запишемо лінійними втратами енергії:

$$L = \frac{2\pi e^4 Z^2 M n_e}{E m_e} \ln \left(\frac{4Em_e}{MI(Z)} \right) \approx 2 \text{ eV}/10 \text{ км.} \quad (8)$$

З огляду на розміри залишку можемо зробити висновок, що частина кінетичної енергії атомів кальцію йде на радіаційні втрати. Визначимо масштаби l_0 , на яких радіаційні втрати зменшують первісну енергію в e раз:

$$l_0 = \frac{4.31 \cdot 10^{26}}{n_e Z^2 \ln(183/Z^{1/3})} \approx 4.31 \cdot 10^{13} \text{ см.} \quad (9)$$

Як тільки критерій Мессі стає справедливим, атом кальцію втрачатиме енергію, збуджуючи атоми металів із коефіцієнтом передачі кінетичної енергії $\chi = 0.5$, зменшуючи, таким чином, після кожного акту зіткнення енергію наполовину. У цьому випадку закон зменшення кінетичної енергії запишемо у вигляді геометричної прогресії зі знаменником 0.5. Такий степеневий закон залежності поточної кінетичної енергії від кількості зіткнень описує ефективність перетворення початкової кінетичної енергії уламка радіоактивного розпаду — ^{44}Ca в радіаційне поле залишку.

VI. ВИСНОВКИ

Холодні міжзор'яні хмари, розташовані поблизу активних центрів галактик, та залишки несиметричних вибухів наднових I і II типів є унікальними фізичними системами. Основним джерелом збудження атомів і молекул виявляються космічні промені або продукти радіоактивного розпаду нестабільних ядер, продуктів вибухів зір або активності галактичних ядер. У цій роботі отримано важливі для майбутньої спектроскопічної діагностики таких середовищ результати, а саме:

- 1) досліджено спектральну функцію розподілу фотонів — $S(E, r)$;
- 2) вивчено функцію розподілу Оже-електронів за енергіями $f_{\text{Aug}}(E, r)$;
- 3) знайдений повний розподіл за енергіями, який складається з двох фракцій (мод) $F(E, r) = f_{\text{coll}}(E, r) + f_{\text{Aug}}(E, r)$, де $f_{\text{coll}}(E, r)$ — максвелівський розподіл “холодних” електронів, що відповідають термодинамічним температурам небулярного газу;
- 4) показано, що Оже-електрони збуджують як нейтральні атоми, так і молекули;
- 5) “холодні” електрони ефективно рекомбінують з йонізованими атомами й молекулами у внутрішніх шарах оболонки;
- 6) К-, L-, M-вакансії електронних рівнів атомів або молекул утворюються під час зіткнення з позитронами. Поряд з цим інтенсивність утворення К-вакансій під час К-захоплення 1S електрона атомом ^{44}Ti в ланцюжку перетворень $^{44}\text{Ti} \xrightarrow{85\text{y}} ^{44}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} ^{44}\text{Ca}$ одного порядку зі швидкістю утворення К-, L-, M-вакансій, створених позитронами;
- 7) встановлено, що низькі концентрації внутрішніх шарів небулярних залишків наднових і холодних газопилових хмар поблизу активних центрів галактик призводять до значної різниці швидкостей рекомбінації йонів, утворених під час радіоактивних перетворень. Наприклад, у залишках SN 1987A і Cassiopea A іон $^{44}\text{CaII}$, утворений ланцюжком $^{44}\text{Ti} \xrightarrow{85\text{y}} ^{44}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} ^{44}\text{Ca}$, після скидання Оже-електронів підтримується весь час тільки в йонізованому стані, а атоми ^{40}CaI — тільки в нейтральному, завдяки комбінованому впливу електронного газу з функцією розподілу $F(E, r)$ і поля випромінювання зі спектральною функцією $S(E, r)$.

[1] S. A. Grebenev, A. A. Lutovinov, S. S. Tsygankov, *Nature* **490**, 373 (2012).
 [2] M. V. Popov *et al.*, *Astrophys. J. Supl. Ser.* **783**, 43 (2014).
 [3] A. Jerkstrand, C. Fransson, C. Kozma, *Astron. Astrophys.* **530**, 1 (2011).
 [4] D. N. Doikov, S. M. Andrievsky, *Odessa Astron. Publ.* **30**, 63 (2017).
 [5] S. E. Woosley, R. D. Hoffman, *Astropys. J.* **308**, 31 (1991).
 [6] R. J. Gould, *Astrophys. J.* **362**, 284 (1990).
 [7] Н. Мотт, Г. Мессі, *Теория атомных столкновений* (Иностранная литература, Москва, 1951).

[8] М. Лонгейр, *Астрофизика высоких энергий* (Мир, Москва, 1983).
 [9] Б. М. Смирнов, *Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме* (Атомиздат, Москва, 1966).
 [10] P. Sigmund, *Particle Penetration and Radiation Effects* (Springer, Berlin–Heidelberg–New York, 2006).
 [11] S. Anshu, S. Helmana, A. Priyanka, *Appl. Phys. Res.* **2**, 176 (2010).
 [12] J. S. Kaastra, R. Mewe, *Astron. Astrophys. Supl. Ser.* **97**, 443 (1993).
 [13] И. С. Шкловский, *Сверхновые звезды* (Наука, Москва, 1978).

**GAS AND DUST EMISSION IN COLD ENVIRONMENTS WITH ENHANCED
CONTENT OF RADIOACTIVE $^{44}_{22}\text{Ti}$ ISOTOPE**

D. M. Doikov¹, S. M. Andrievsky², A. V. Yushchenko³

¹*Odesa National Maritime University, Department of Mathematics, Physics and Astronomy,
34, Mechnikov St., Odesa, UA-65029, Ukraine*

²*Department of Astronomy and Astronomical Observatory, Odesa National University,
1v, Marazliyivska St., Odesa, UA-65014, Ukraine*

³*Astrocamp Contents Research Institute, Goyang, 10329, Republic of Korea*

The spectroscopy of cold gas-dust envelopes of supernovae is the subject of this article. To define the quantitative characteristics of the matter in these envelopes, a possibility of additional sources of energy is discussed — in particular, the intense, diffusely distributed flows of high-energy positrons formed by the recently discovered chain of radioactive decays: $^{44}_{22}\text{Ti} \xrightarrow{85\text{y}} ^{44}_{21}\text{Sc} \xrightarrow{6\text{h}} ^{44}_{20}\text{Ca}$. The quantitative characteristics of radiation distribution function $S(E, r)$ and electron distribution function $F(E, r)$ are obtained for certain rarefied layers of the supernova remnant SN1987A. An additional feature of the kinetic ensemble of the envelope's gas with the mentioned radioactive decay is the presence of the recoil nuclei of the final elements of this decay's chain. In the case under consideration, these are the nuclei of $^{44}_{20}\text{CaII}$. The paper notes that the motion of recoil nuclei in a rarefied supernova gas at a sufficiently high kinetic energy accumulated by radioactive decay determines that the recoil nuclei exist only in an ionized state, and the remaining nuclei, after hydrogen recombination, — in a neutral state. In the discussed case, $^{44}_{20}\text{CaII}$ can be observed only in an ionized state, and $^{44}_{20}\text{CaI}$ — only in a neutral state. This remark can be applied to the recoil nuclei of other elements formed at earlier times during the hydrogen recombination. It is shown that this method is suitable for isotopic separation of the final elements of radioactive decay chains occurring in young supernova envelopes. The presence of a nonthermal component in the obtained distributions of $S(E, r)$ and $F(E, r)$ causes an additional IR emission of the dust formed during the expansion of a supernova envelope in the modern epoch of observations. The presence of spectral lines at the moment of the Hubble telescope observation allowed us to conclude that the existence of the numerous observed spectral lines in the optical, UV, and near-infrared regions of the spectrum requires the presence of the astronomical silicates with extensive passbands extending over these spectral intervals in the observed dust shells. The presence of graphite dust in these bunches excludes the existence of the observed optical component of the spectrum and requires its presence in separate shell structures enriched with C–N–O elements. However, in this case, the presence of decaying $^{44}_{22}\text{TiIII}$ isotopes which form the fast positrons is unlikely. The graphite particles, as well as H_2 molecules, are influenced by positrons only when the density of the shell allows them to reach its outer layers. In this case, the number of collisions with atoms should not exceed several thousands. It is necessary to decelerate them before the complete annihilation with atomic electrons of the shell's atoms and molecules.