ПЛАНЕТАРНІ ТУМАННОСТІ

В. В. Головатий, Б. Я. Мелех

Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка
79005 Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8
e-mail: `bmelekh@gmail.com`

Зроблено короткий огляд результатів досліджень планетарних туманностей (ПТ). Проаналізовано діаґностичні методи визначення вмісту важких елементів за допомогою дозволених та заборонених ліній. Розглянуто методи фотоіонізаційного моделювання світіння (ФМС) ПТ у різних геометріях. Описано результати останніх досліджень методом оптимізованого моделювання світіння ПТ, основаного на відтворенні спостережуваного спектру туманності фотоіонізаційною моделлю.

ВСТУП

На небесній сфері більшість планетарних туманностей (ПТ) мають вигляд планетарних дисків. Першою була відкрита туманність Гантель в сузір'ї Лисички, коли Шарль Месс'є, котрий займався пошуком комет, складав каталог туманностей. В 1764 році він заніс її в каталог під номером M 27. У 1784 р. Вільям Гершель при складанні свого каталогу виділив їх в окремий клас туманностей (class IV nebulae) [21] і запропонував для них термін «планетарна туманність» через їхню видиму схожість з диском Урану.

Найбільш важливими для визначення фізичних характеристик ПТ є спектральні спостереження цих об'єктів. Перший спектральний аналіз ПТ був здійснений Гаґґінсом та Міллером [22]. Вони отримали спектри туманностей NGC 6543, M 27, M 57 та ряду інших. Виявилось, що їх спектр суттєво відрізняється від спектрів зірок: всі отримані на той час спектри зірок були спектрами поглинання, тоді як спектри ПТ виявилися емісійними, що вказувало на те, що їх природа суттєво відрізняється від природи зірок. Гаґґінс та Міллер порівнянням з еталонними спектрами ідентифікували лінії азоту і водню, проте найяскравіша з ліній з довжиною хвилі 500.7 нм не спостерігалася в спектрах відомих тоді хімічних елементів. Було висунуто припущення, що ця лінія, відповідає невідомому елементу. Йому заздалегідь дали назву небулій – по аналогії з ідеєю, що привела до відкриття гелію при спектральному аналізі Сонця в 1868 році. Припущення про відкриття нового елементу небулія не підтвердилося. На початку XX століття Генрі Ресселл висунув гіпотезу про те, що лінія на 500.7 нм відповідає не новому елементу, а старому елементу у невідомих умовах. У 20-х роках XX століття було показано, що в дуже розріджених газах атоми і іони можуть переходити в збуджені метастабільні стани, які при вищій густині через зіткнення частинок не можуть достатньо довго існувати. У 1927 р. Боуен ідентифікував лінію небулія 500.7 нм як таку, що виникає при переході з метастабільного стану в основний двічі іонізованого атома кисню (O III) [11]. Спектральні лінії такого типу, що спостерігаються тільки при надзвичайно низькій концентрації частинок середовища, називають забороненими лініями. Таким чином, спектроскопічні спостереження дали можливість оцінити верхню межу густини газу туманностей. Разом з тим, спектри ПТ, отримані на щілинних спектрометрах, показали розщеплення ліній внаслідок доплерівських зсувів випромінювання областей туманності, що рухаються з різними швидкостями. Це дозволило оцінити швидкості розширення ПТ (20–40 км/с).

В цьому огляді детально розглядаються діаґностичні методи спектральних досліджень цих об'єктів за допомогою заборонених та дозволених ліній. Аналізується проблема розбіжності результатів використання цих двох класів емісійних спектральних ліній. Також детально описано метод фотоіонізаційного моделювання світіння (ФМС) ПТ. Особливу увагу приділено ролі геометрії, розглянувши їх у світлі часу розрахунку, з одного боку, та адекватності моделі спостережуваним даним – з іншого. Розглянуто метод оптимізованого ФМС (ОФМС) ПТ, який базується на узгодженні результатів ФМС із спостережуваними, в основному, даними.

Описано найновіші методи визначення розподілу енерґії в спектрі випромінювання іонізуючих ядер ПТ за $\lambda \leq 912$ Å. Розглянуті як емпіричний (метод NLE), так і теоретичні (моделі зоряних атмосфер та ОФМС) методи.

Детально розглянуті також найсучасніші методи визначення вмісту хімічних елементів в ПТ, а також його використання у задачі визначення вмісту первинного гелію.

ДІАҐНОСТИКА СПЕКТРІВ ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ

Найбільш інтенсивними емісійними лініями в спектрах ПТ є заборонені лінії іонів важких елементів та рекомбінаційні лінії водню та гелію. Через це заборонені лінії (ЗЛ) вважаються основними для діаґностики фізичних умов всередині оболонок ПТ.

Заселення метастабільних рівнів в умовах небулярних середовищ здійснюється електронним ударом. У разі характерних для туманностей значень $T_e \sim 10^4$ К ефективного збудження електронним ударом зазнають лише ті рівні, енерґія збудження яких не перевищує приблизно 10 еВ. Тому для розрахунків інтенсивностей ліній, збуджуваних зіткненнями атомів та іонів з електронами, можна знехтувати всіма високими енергетичними рівнями і розглянути рівняння статистичної рівноваги лише для невеликої кількості найнижчих рівнів.

Розміщення найнижчих енергетичних рівнів для електронних конфіґурацій $\mathrm{ns^q}$ і $\mathrm{np^q}$ позначено на рис. 1 (надтонке розщеплення не зображене). Там також позначено іони, для яких характерні ці конфіґурації.

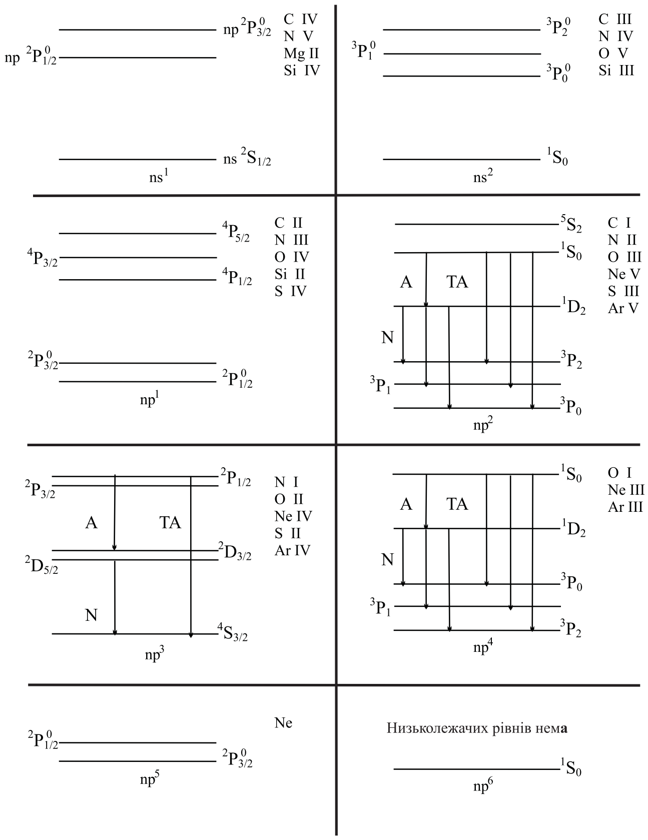

Рис. 1. Розміщення найнижчих енергетичних рівнів для електронних конфіґурацій $\mathrm{ns^q}$

З рис. 1 видно, що всі можливі варіанти розміщення низьких енергетичних рівнів можна розділити на чотири групи:

1. П'ятирівнева структура (п'ять нижніх рівнів) у конфіґураціях $\mathrm{np^2}$, $\mathrm{np^3}$, $\mathrm{np^4}$. Рівень $^5\mathrm{S}_2$ в конфіґурації $\mathrm{np^2}$ розміщений в енергетичній шкалі у 1.5–2.0 рази вище рівня $^1\mathrm{S}_0$, тому взаємовплив між рівнем $^5\mathrm{S}_2$ і рівнями $^1\mathrm{S}_0$, $^1\mathrm{D}_2$ настільки малий, що ним можна знехтувати при $T_e \sim 10^4$ К. У разі переходів у п'ятирівневій структурі виникають лише заборонені лінії, оскільки всі збуджені рівні метастабільні. Серед цих ліній прийнято виділяти небулярні (N), авроральні (A) і трансавроральні (TA).
2. Дворівнева тонка структура основного рівня в конфіґураціях $\mathrm{np^1}$, $\mathrm{np^5}$. У разі переходу в цій структурі випромінюється заборонена лінія, яка лежить в далекому інфрачервоному спектральному діапазоні.

3. Досить високий енергетичний терм, який має тонку структуру ($^3P_0$, ^4P у конфігураціях ns^2, np^1) або не має її (^5S в конфігурації np^2). У разі переходів з цього терму вниз випромінюються інтеркомбінаційні лінії, що лежать в ультрафіолетовому діапазоні спектра.
4. Конфігурація ns^1, збуджений терм у якій перебуває досить високо і розщеплений на два підрівні. Перехід з цього терму, на відміну від перших трьох випадків, дозволений і супроводжується випромінюванням резонансного дублета в ультрафіолетовому діапазоні.

Для обчислення інтенсивностей спектральних ліній необхідно знати населеності рівнів, з яких вони виникають. Відносні населеності рівнів можна розрахувати, якщо використати для кожного з них умову статистичної рівноваги [1] для спонтанних, зіткнювальних і рекомбінаційних переходів на рівень і з рівня.

Таким чином процес діаґностики зводиться до використання т. з. діґностичних співвідношень (ДС) між інтенсивностями пари ліній (відповідного іона). Підходи розрахунку при цьому можуть бути різними: від використання тільки чутливих до T_e і n_e окремих ДС до використання всіх можливих ДС. Ми обмежимося тут коротким описом програми DIAGN [1], яка дає змогу розраховувати залежності T_e від n_e для чотирьох зон різного ступеня збудження, у яких випромінюють ті чи інші іони. За наявності достатньої кількості відносних інтенсивностей у відповідних лініях програма може розраховувати T_e та n_e для цих зон окремо. В якості прикладу на рис. 2 показано залежності $T_e - n_e$, отримані програмою DIAGN для відповідних ДС між інтенсивностями емісійних ліній із спектру ПТ з Великої Магелланової Хмари. Видно, що різні криві перетинаються у вузькій області, яка і дозволяє користувачеві визначити значення T_e та n_e.

За значеннями T_e і n_e програма DIAGN розраховує іонні вмісти всіх іонів, інтенсивності ліній яких у файлі зі спостережуваним спектром відмінні від нуля.

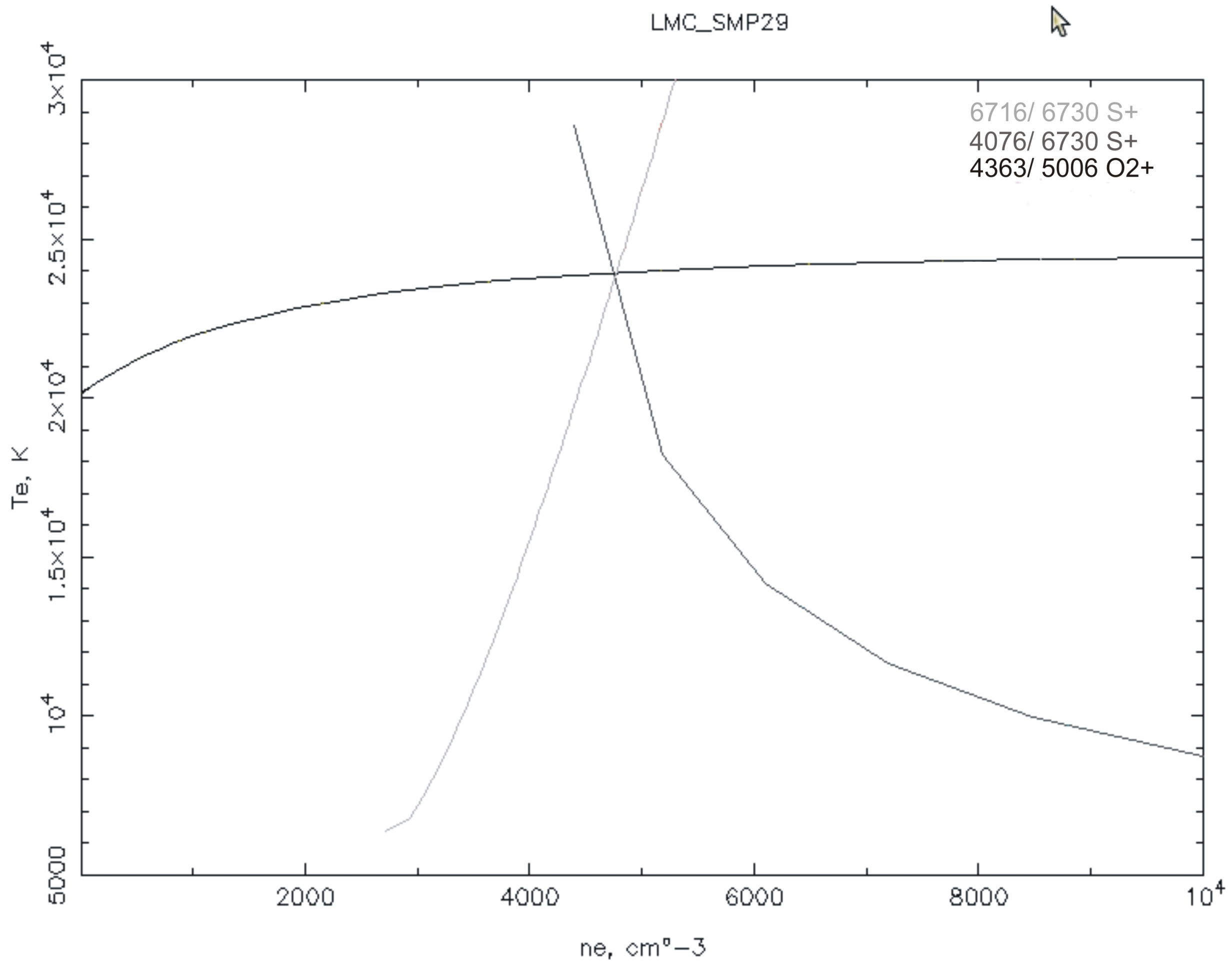

Рис. 2. Залежності $T_e - n_e$, отримані програмою DIAGN для відповідних ДС між інтенсивностями емісійних ліній із спектру ПТ з Великої Магелланової Хмари

Для розрахунку повного відносного хімічного вмісту A/H необхідно просумувати відносні іонні вмісти $\mathrm{A^{+i}/H^+}$ по всіх його стадіях іонізації $+i$, а також врахувати вміст нейтрального водню у туманності. Для отримання вмісту іонів у неспостережуваних стадіях іонізації використовують т.з. іонізаційно-корекційні множники (ІКМ), вирази для яких зараз отримують, головно, з результатів розрахунку сітки фотоіонізаційних моделей світіння. Вирази для ІКМ приведені у табл. робіт [2, 3, 25] для планетарних туманностей та зон H II відповідно, які використовуються у сучасній версії програми DIAGN. Відносний хімічний вміст A/H елемента A у такому представленні знаходять за допомогою формули:

$$\mathrm{A/H} = 10^{\,\lg(\mathrm{A^{+i}/H^+}) - f(x)}, \text{ де } f(x) \equiv \sum_{n=0}^{n_{\max}} C_n \cdot x^n,$$

де C_n – коефіцієнти полінома, наведені у таблицях вище згаданих робіт [2, 3, 25]; $n_{\max}$ — степінь полінома: для ПТ $n_{\max} = 3$, а для областей HII $n_{\max} = 8$; $x = \frac{\mathrm{X^{+k+1}}}{\mathrm{X^{+k}}}$.

Із збільшенням точності астрономічної техніки стало можливим здійснювати діаґностику фізичних умов в оболонках ПТ за допомогою слабких рекомбінаційних ліній іонів важких елементів. Результати порівняння іонного та хімічного вмісту, отриманого за допомогою заборонених та рекомбінаційних ліній (РЛ) (див., наприклад, [28, 29, 40]), були шокуючими. У випадку ПТ NGC 2022 іонний вміст, отриманий за допомогою РЛ виявився приблизно в 15 раз більшим від отриманого по ЗЛ. Для зон H II вище згадані відмінності є меншими (РЛ дають вмісти приблизно в 2 рази більші ніж ЗЛ) [40], однак і для них таке порівняння виглядає незрозумілим.

У випадку ЗЛ іонний вміст при $n_e < n_{crit}$:

$$N(\mathrm{X^{+i}})/\mathrm{N(H^+)} \sim \mathrm{I(\lambda_{forb})/I(H_\beta)T_e^{-0.3}exp(E_{exc}/(kT_e))}. \tag{1}$$

При $n_e \gg n_{crit}$ праву частину даного виразу слід домножити на N_e. З виразу 1 бачимо сильну (експоненціальну) залежність вмісту від T_e. У випадку РЛ:

$$N(\mathrm{X^{+i}})/\mathrm{N(H^+)} \sim \mathrm{I(\lambda_{rec})/I(H_\beta)T_e^{-\alpha}}, \tag{2}$$

де $\alpha < 1$. Таким чином, вміст іона, що визначається за рекомбінаційними лініями, загалом не залежить від N_e і слабо залежить від T_e. Однак навіть така слабка залежність від температури дозволила встановити T_e (див., наприклад, [40, 42]) за діаґностичними співвідношеннями між інтенсивностями РЛ як $I(\lambda 4089)/I(\lambda 4649)$ [O II]. Виявилося, що іонні вмісти, визначені за РЛ, для багатьох ПТ на порядок і більше менші від вмістів, визначених за допомогою ЗЛ. Отже, можна зробити висновок, що ЗЛ і РЛ виникають у фізично різних місцях ПТ та зон H II.

Порівняння вмісту хімічних елементів зон H II з нашої Галактики зі вмістом Сонця (відповідні вмісти мають бути близькими за значеннями) показало [42], що ЗЛ лінії дають набагато ближчий вміст до сонячного. Таким чином, було зроблено висновок, що області виникнення РЛ в оболонках ПТ та зонах H II мають займати невелику частку від загальної маси туманності.

Автори роботи [41] побудували т.з. дуальну модель зони H II, у якій перший компонент є “звичайним” гарячим газом зони H II, а другий складає всього 2% від маси туманності, температура рівна приблизно половині від температури у першому компоненті, а відносний вміст важких елементів у 8–15 разів більший від відповідного вмісту у першому компоненті. Другий компонент містить мало водню. Таким чином ЗЛ виникають, головно, у першому компоненті, а РЛ – у другому. В результаті вдалося відтворити більшість спостережуваного спектру як за ЗЛ, так і за РЛ.

Однак проблема все ще залишається: ефекти розбіжності у визначенні вмісту елементів виникають тільки для 2-го стовпця таблиці Менделєєва. Чому подібного ефекту не спостерігається для інших елементів – поки невідомо.

ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК ПТ

Фотойонізаційна модель світіння (ФМС) ПТ описує випромінювання її оболонки під дією жорстких ультрафіолетових квантів ядра ($\lambda \leq 912$ Å). Для опису більшості газових туманностей застосовують рівняння, які можна розбити на три групи. До першої групи належать рівняння Ейлера, які описують рух газу. До другої групи належить рівняння переносу випромінювання, які описують емісію і абсорбцію фотонів. До третьої групи належать так звані рівняння переходу, які описують переходи між різними атомними/йонними/молекулярними станами. При цьому у випадку виключно газової оболонки враховуються такі елементарні процеси в небулярній плазмі як фото- і ударна іонізації, іонізації, спричинені процесами перезарядки, радіативні та діелектронні рекомбінації, а також рекомбінації, спричинені процесами перезарядки. При потребі враховують також комптон-ефект. Основний внесок у нагрів газу туманності роблять процеси фотоіонізації, а охолодження відбувається за рахунок випромінювання в емісійних лініях оптичного, близьких ІЧ- та УФ-діапазонів, ударних збуджень і іонізацій. Враховується також внесок від вільно-вільних переходів та континуальних фотонів від процесів рекомбінації.

Розрахунок статичної фотойонізаційної моделі полягає в сумісному розв'язанні рівнянь переносу прямого (від ядра туманності) і дифузного (в оболонці туманності) йонізуючого випромінювання, рівнянь йонізаційної і статистичної рівноваги та рівняння енерґетичного балансу в кожній точці туманності. Для розрахунку йонізаційної і термічної структури ПТ у випадку сферично-симетричної моделі необхідно для кожного радіуса, а у випадку 3D-моделі – для кожної точки ПТ розв'язати систему згаданих вище рівнянь для всіх стадій йонізації всіх хімічних елементів, включених у модель. Ця система рівнянь доповнюється системою рівнянь статистичної рівноваги, необхідних для розрахунку функції охолодження газу. І замикає цю систему рівнянь очевидна умова рівності електронної концентрації газу в кожній точці туманності сумі всіх іонних концентрацій від різних елементарних процесів іонізації. Зрозуміло, що розв'язати систему всіх вище згаданих рівнянь можна лише чисельним методом.

Порядок розрахунку іонізаційної і термічної рівноваги статичної сферично-симетричної туманності можна знайти, наприклад, в [4, 18]. Ми коротко опишемо процедуру розрахунку такої ФМС, запропоновану у [4, 18]. Оболонку туманності розділяють на досить тонкі (геометрично й оптично) сферичні шари, в кожному з яких густину газу вважають сталою. При детальному розрахунку дифузного випромінювання [4] внесок останнього у першій ітерації не враховують (у оптично тонкому випадку), або ж (в оптично товстому випадку) розраховують за допомогою наближень OTS (*on the spot*), або ж *outward only*.

Для першого внутрішнього шару приймають таку геометричну товщину, щоб оптична товщина в ньому в частотах лайманівського континууму на шляху від ядра до цього шару дорівнювала нулю. Після цього обчислюють інтеграли у виразах для розрахунку кількості фотоіонізацій за одиницю часу та функції нагріву. Далі обчислюють перше наближення температури (наприклад $T_e^{(0)} = 10^4$ K) і в цьому наближенні розв'язують систему рівнянь іонізаційно-рекомбінаційної рівноваги, з якої визначають іонні концентрації в сферичному шарі ПТ. Після знаходження іонних концентрацій розраховують систему рівнянь статистичної рівноваги для всіх необхідних іонів, обчислюють функції нагрівання і охолодження газу і перевіряють виконання умови енерґетичного балансу. Якщо ця умова не виконується, то обчислюють нове ітераційне значення температури T_e, й описані вище розрахунки повторюють. Пошук послідовних наближень T_e продовжують доти, доки температура та йонні концентрації не будуть визначені з необхідною точністю.

Таку ж процедуру розрахунку температури та іонних концентрацій виконують потім для всіх наступних шарів. Після того визначають оптичну товщину всіх наступних шарів і обчислюють інтегральні оптичні товщини туманності.

У випадку *іонізаційно обмеженої* туманності розрахунки продовжуються до досягнення $T_e^{(0)} \approx 4000$ K, яка свідчить про досягнення іонізаційного фронту. У випадку *густинно обмеженої* туманності розрахунки зупиняються при досягненні зовнішньої межі ПТ.

У наближенні OTS достатньо розрахувати одну ітерацію проходження йонізуючого випромінювання, оскільки у такому наближенні воно автоматично враховується шляхом виключення коефіцієнтів рекомбінації на перший енерґетичний рівень атомів та йонів, бо кванти, які виникають при цьому, є йонізуючими. Однак у наближенні *outward only* та під час детального розрахунку дифузного іонізуючого випромінювання однієї ітерації недостатньо. У цих випадках після завершення першої ітерації (тобто обчислення іонних концентрацій і температури для всіх шарів без врахування дифузного випромінювання) розраховують середні інтенсивності дифузного іонізуючого випромінювання в кожному шарі відповідно до обраного способу (детальним способом, чи у наближенні *outward only* або *outward only* + OTS). 15–20 значень кута θ в інтервалі дифузного випромінювання в кожному шарі обчислене, розраховують другу ітерацію з урахуванням дифузного випромінювання. При цьому повторюють описаний вище процес розрахунку іонних концентрацій і температури T_e в кожному шарі. Після розрахунку всіх шарів знову обчислюють інтегральні оптичні товщини і розраховують середні інтенсивності дифузного випромінювання, які після цього порівнюють з відповідними значеннями, отриманими в попередній ітерації. Якщо бажана точність збіжності не досягнута, то виконують третю, четверту і т. д. ітерації.

Після досягнення бажаної точності можна вважати, що іонізаційна і термічна структура туманності, що відповідає заданому іонізаційному спектру ядра, заданому радіальному розподілу густини газу в туманності і заданому хімічному складу газу, розрахована. Після цього обчислюють емісійний лінійчастий спектр туманності і абсолютний потік випромінювання в лінії H_β, які порівнюють з результатами спостережень.

Реальні туманності показують сильно неоднорідну за густиною структуру. У випадку гігантських зон H II можемо сказати, що більшість прямого йонізуючого випромінювання не може пройти надто далеко від зір. У випадку неоднорідної структури неминуче виникають так звані затінені ділянки, куди пряме йонізуюче випромінювання проникнути не може через пік густини газу на шляху між зорею і такою ділянкою. Однак йонізацію в газі викликає також і дифузне йонізуюче випромінювання, яке виникає по всій йонізованій зоні і має довільний напрямок поширення. Це приводить до того, що йонізуючі фотони все-таки потрапляють в затінені ділянки, і оцінити їх роль у кожному конкретному випадку не можливо за допомогою розглянутих вище одновимірних ФМС. Тому для комплексного фотойонізаційного моделювання складних за морфологією об'єктів застосовують тривимірне (3D) фотойонізаційне моделювання. Зрозуміло, що детальне 3D-моделювання з врахуванням динаміки газу навіть на сьогоднішній день виглядає громіздким і таким, яке потребує знання великої кількості спостережуваних параметрів. Тому тут ми опишемо лише основні підходи при побудові статичних 3D ФМС.

У всіх підходах до фотойонізаційного 3D-моделювання досліджувану ГТ розбивають на велику кількість кубічних комірок, (а не шарів) за об'ємом кожної з яких фізичні характеристики за значеннями можна вважати сталими. Йонний уміст, T_e та n_e електронні температура та концентрація і, зрештою, заселеності енерґетичних рівнів у кожній з комірок розраховується шляхом, аналогічним до випадку сферично-симетричного шару чи зрізу (у випадку плоско-паралельної 1D-моделі). Сукупність цих комірок утворює їх просторову сітку. Таким чином відмінності у підходах моделювання зводяться до відмінностей у способах розрахунку переносу випромінювання.

У сучасних підходах до фотойонізаційного 3D-моделювання ГТ можна виділити три основні напрямки:

1. псевдо-3D-моделювання, у якому використовуються результати багатьох 1D-моделей для ґенерації 3D-мапи ГТ;
2. ФМС з детальним моделюванням переносу випромінювання у 3D-геометрії ГТ;
3. використання симуляцій Монте Карло для розв'язку проблеми переносу випромінювання у 3D-геометрії.

Громіздкість детального розрахунку переносу випромінювання у 3D-геометрії привела до створення так званих псевдо-3D-програм.

Суть псевдо-3D ФМС ПТ (див., наприклад, [34]) полягає у поділі ПТ на велику кількість комірок, кожна з яких визначається (охоплюється) своїм тілесним кутом (або кутовим сектором) відносно ядра туманності. У кожному секторі можна задавати окремий радіальний розподіл густини та хімічний вміст. Таким чином поширення йонізуючого випромінювання у кожному секторі розглядається окремо у наближенні 1D-геометрії з використанням таких описаних вище наближень до розрахунку дифузного йонізуючого випромінювання як *outward only* або ж OTS. На цьому етапі використовуються звичайні 1D-програми для розрахунку ФМС секторів (фактори покриття менші від одиниці). Випромінювальні здатності в емісійних лініях. пораховані такими 1D ФМС, "прив'язуються" до просторових комірок і використовуються в подальшому для симуляції спостережуваного спектра, відповідно до напрямку на спостерігача і розміру щілини. Також на основі цих даних можна побудувати карту ПТ у даному спектральному фільтрі, шляхом проекції відповідних інтенсивностей на площину, перпендикулярну до напрямку на спостерігача.

До плюсів цього методу слід віднести швидкість розрахунку такої композитної 3D ФМС ПТ у порівнянні з програмами, що побудовані на основі детальних та Монте Карло підходів. Також у таку 3D-програму для розрахунку ФМС можна швидко перетворити будь-який 1D-код.

До недоліків такого підходу слід віднести те, що така ФМС детально не враховує дифузного випромінювання, а також може розраховувати тільки ФМС з єдиним центральним йонізуючим джерелом. На сьогоднішній день цим напрямком активно займається Моріссет [34], який на базі 1D-програм *NEBU* та *Cloudy* розробив пседо-3D-програми *NEBU_3D* та *Cloudy_3D* відповідно.

У детальному підході розрахунку 3D ФМС необхідно підібрати розмір комірок, який би задовольняв задану точність. Підбір розміру комірок здійснюється в основному ітеративним чином. У місцях компактних згустків газу, або ж у зоні рекомбінації розміри комірок зменшуються, а їх кількість у виділеному об'ємі зростає. Тобто задача детального розрахунку однієї 3D ФМС ПТ є надзвичайно громіздкою навіть для сучасних комп'ютерних робочих станцій і, зазвичай, для отримання задовільної точності результатів вона вимагає суперкомп'ютера.

Такий підхід використовували, зокрема, Ґрюнвальд та Вієґас [19] при модифікації програми *Aangaba* для розрахунку ФМС на випадок 3D-геометрії.

У підході симуляцій Монте Карло (див., наприклад, праці [12, 16, 30, 35]) алгоритм Монте Карло (випадкового вибору) у ФМС використовується для розв'язку задачі переносу випромінювання в ПТ від 1D до 3D-геометрій з метою визначення іонізаційної структури туманності в ітеративний спосіб. Поле випромінювання при цьому описується так званими *пакетами* фотонів з однаковою енерґією, а не інтенсивністю. Вхідні пакети кількості фотонів корегуються центральною зорею. Повне число таких пакетів фотонів для розрахунку поля випромінювання рівне $\sim 10^5$, що набагато менше від кількості фотонів, випромінених зорею (10^{40} фот./с). Повна світність зорі таким чином розділяється між пакетами фотонів. Якщо такий пакет поглинається і перевипромінюється на іншій частоті, то змінюється тільки кількість фотонів у ньому. Ця властивість даного методу забезпечує строге виконання закону збереження енерґії у кожній точці туманності.

Енерґія кожного такого пакету фотонів визначається з розподілу енерґії у спектрі випромінювання (Ly*c*-спектрі) іонізуючого джерела (зорі, кластера зір). У загальному 3D-випадку, коли джерело випромінює ізотропно, напрямок поширення кожного енерґетичного пакету вибирається випадково. Шлях кожного з пакетів фотонів в туманності відслідковується разом із подіями, що з ним відбуваються (поглинання-перевипромінювання). У випадку, коли нова частота пакету стає меншою від частоти потенціалу іонізації водню, відслідковування припиняється, оскільки пакет у такому випадку покидає туманність, роблячи тим самим внесок у її спостережуваний спектр.

ФМС Монте Карло стартує з ініціалізації локальних фізичних умов, отриманих, в основному, за результатами звичайних 1D ФМС, або ж простим задаванням сталого за об'ємом ПТ значення електронної температури. Як тільки початкові локальні умови задані, розраховуються випромінювальні здатності у лініях та континуумі, а з їх допомогою визначаються локальні PDFs (від англ. *ptopability density function*). PDFs у свою чергу визначають перерозподіл за частотами пакетів фотонів під час поглинання-перевипромінювання. Після цього "запускаються" хаотичні "мандрівки" пакетів фотонів у туманності, що супроводжуються зміною частот пакетів у місцях поглинань-перевипромінювань, згідно відповідних локальних PDFs. Як тільки "мандри" всіх пакетів відслідковані, розраховуються середні інтенсивності зоряного та дифузного випромінювання. Після цього відбувається модифікація іонізаційної структури туманності (локальних йонного вмісту, T_e, n_e) з метою відтворення поля випромінювання у кожній точці туманності. Це здійснюється шляхом сумісного розв'язку для кожної комірки рівняння енерґетичного балансу та системи рівнянь йонізаційно-рекомбінаційної рівноваги (див. попередній підрозділ). Після цього вище згадані кроки повторюються, поки не буде досягнута збіжність. Таким чином в результаті отримуємо йонізаційну структуру неоднорідної ПТ в 3D-геометрії.

Для порівняння результатів моделювання ФМС методом Монте Карло необхідно розрахувати модельний емісійний лінійчатий спектр.

Інтегральну світність туманності у лінії можна отримати за допомогою двох методів. Перший – полягає у підсумовуванні кількості пакетів з частотою лінії за просторовими комірками:

$$L_{line} = \frac{\Delta E}{\Delta t} \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} \sum_{k=1}^{k_{max}} N_{line}(x_i, y_j, z_k). \tag{3}$$

Другий метод полягає у використовуванні T_e, n_e, отриманих в останній ітерації моделі для визначення випромінювальної здатності у кожній просторовій комірці. Загальну світність у цьому випадку можна отримати через суму випромінюваних здатностей усіх комірок. Порівняння результуючих інтегральних спектрів, отриманих двома вище згаданими методами, показує, чи достатня кількість пакетів була використана у симуляціях. Так що ці методи можна назвати скоріше взаємодоповнювальними, ніж взаємозамінними.

Використовуючи обидва вище згадані методи, легко визначити інтенсивності ліній вздовж вибраних напрямків. Таким чином можна симулювати спектр, що отримується під час довгощілинної спектроскопії.

Також, можна симулювати спроектовану мапу ПТ у вибраній лінії на площину, перпендикулярну до променя зору, і порівняти її з реальним зображенням, отриманим у відповіднім фільтрі.

На техніці Монте Карло побудована, зокрема, програма для ФМС ПТ *MOCASSIN* [16].

Статичні ФМС можна застосовувати для моделювання середовищ, у яких характерний час динамічних змін набагато більший від часів встановлення іонізаційно-рекомбінаційної, t_{rec}, та теплової, t_T, рівноваг [4]. Для ПТ, в середньому, $t_{rec} = 100$ років, а $t_T = 10$ років. Час життя ПТ набагато більший.

Однак, при детальному моделюванні окремих частин ПТ, де динамічні ефекти суттєві, останні необхідно враховувати.

Стаціонарні ФМС відрізняються від статичних моделей тим, що у них ґрадієнти в базових рівняннях відмінні від нуля. Це означає, що у кожній точці простору газ може мати якесь значення швидкості (вектор швидкості), і ці значення у кожній точці простору можуть бути різними, однак, з часом це поле швидкостей не змінюється. Такий рух газу ще називають *встановленим*, або *стійким*. Алґоритм розрахунку адвективної ФМС можна знайти у працях Геннея та ін. [20], які імплементували їх реалізації у програму *Cloudy* [18], яка поширена серед більшості астрофізиків і загальнодоступна в мережі Інтернет (http://www.nublado.org).

У випадку наявності у ПТ нестаціонарних процесів необхідно використовувати громіздкі методи для побудови нестаціонарних ФМС. Розробка нестаціонарних фотойонізаційних моделей світіння на даний час ще не завершена. Це пов'язане з одного боку з тим, що такі моделі вимагають проведення громіздких симуляцій навіть на сучасних суперкомп'ютерах, оскільки вони безпосередньо пов'язані з громіздкими симуляційними гідродинамічними задачами і є фактично їх надбудовою, тому що включають до них розрахунок переносу випромінювання і вплив цього переносу на гідродинаміку об'єкта. З іншого боку для перевірки такі моделі потребують високоточних як морфологічних, так і спектроскопічних спостережень ГТ, виконаних протягом достатньо довгого часу, щоб прослідкувати еволюцію окремих процесів в них. Великі 8–10-м телескопи, що дозволяють отримати необхідну точність, а також телескоп ім. Габбла (HST) працюють тільки протягом останніх 20 років.

Як вже згадувалось вище, для повного опису фізичних умов в ПТ необхідно записати три рівняння гідродинаміки (збереження маси, імпульсу і енергії) та системи рівнянь для опису йонізації та рекомбінації, доповнені рівнянням стану. Таким чином, система рівнянь для нестаціонарного моделювання процесів у ПТ складається з нелінійних ітегро-диференційних рівнянь і може бути розв'язана у більшості випадків лише чисельно.

Для більш детального ознайомлення з різними видами ударних хвиль у газових туманностях радимо ознайомитись з працею Сюзерленда і Допіти [15], які розробили програму *Mapping*, для розрахунку нестаціонарних ФМС. Громіздкі алгоритми нестаціонарних ФМС застосовують тільки у випадках, коли спектр отримано з частини ПТ, де ударні хвилі відіграють значну роль. В загальному випадку для діаґностики довгощілинних спектрів окремих частин ПТ можна використовувати звичайні статичні моделі.

Крім того, 3D ФМС вимагають знання додаткових вхідних параметрів, їх можна застосовувати для близьких ПТ, деталі просторового розподілу густини газу та хімічного вмісту в яких відомі.

Результати розрахунку сіток ФМС використовують для знаходження ІКМ, які враховують неспостережувані стадії іонізації при визначенні повного хімічного складу (див., наприклад, [3, 5, 26, 27, 38, 39]). При цьому сітка моделей розраховується за значеннями вхідних параметрів, характерними для даного типу небулярних об'єктів.

Серед інших сучасних модифікацій ФМС слід відзначити імплементації у їх алгоритми методик врахування пилу та включення молекулярної хімії [17]. Наявність пилу призводить до модифікації основних рівнянь ФМС, оскільки фотоелектрична емісія з пилинок є додатковим джерелом нагріву газу і охолодження пилу. Охолодженню пилу сприяє також випромінювання з пилинок. З іншого боку пилинки поглинають УФ фотони, а також фотони резонансних емісійних ліній, що приводить до нагріву пилу. Зіткнення атомів та іонів з пилинками приводить в основному до нагріву пилу і охолодження газу. Включення фізики PDR дозволяє моделювати фізичні умови за іонізаційним фронтом, де основне поле випромінювання формується фотонами, що приходять з іонізованої частини туманності. Розрахунок фізики PDR вимагає включення хімічних реакцій в полі випромінювання. Таким чином видно, що включення пилу та PDR-фізики робить, з одного боку, процес розрахунку ФМС громіздкішим, хоча спектри таких моделей є набагато реалістичнішими.

ПОШУК ОПТИМАЛЬНИХ ФОТОІОНІЗАЦІЙНИХ МОДЕЛЕЙ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК ПТ

На сьогоднішній день є два підходи до визначення виразів для ІКМ небулярного газу за допомогою ФМС. Обидва, звичайно, використовують хімічний вміст, заданий в моделях. Однак, перший підхід використовує іонний вміст, отриманий усередненням за об'ємом ФМС сітки [26, 27, 38]. Другий базується на аналізі модельних спектрів сітки ФМС (які набагато багатші за спостережувані) [3, 5]. Такі спектри аналізуються методом діаґностики світіння небулярної плазми, а отриманий в результаті іонний вміст використовується для виведення ІКМ. Такий підхід дозволяє протестувати кожен з отриманих виразів для ІКМ на відтворення хімічного складу, заданого в ПТ. У роботі [5] таким чином був визначений хімічний вміст зон H II (БККГ), а у [25] – Галактичних ПТ.

Останнім часом все більшої популярності набуває метод пошуку оптимізованих фотоіонізаційних моделей світіння (ОФМС) газових туманностей. Спектр туманності, її розміри при відомій відстані повинні бути відомі із спостережень. Однак, вхідні параметри ФМС – невідомі. Суть алгоритму ОФМС полягає у знаходженні такої ФМС, спектр якої максимально б відтворював спостережуваний.

У програмі Ґ. Ферланда *Cloudy* [18] імплементовано велику кількість різноманітних оптимізаторів, серед яких слід виділити *phymir*, написаний Петером ван Гууффом [36]. Перші кроки у розробці методу ОФМС для ПТ можна зустріти у його дисертаційній роботі [36] а результати розробки методики оцінки точності ОФМС – у наших роботах [8–10, 23, 24 33].

Слід відзначити такі переваги сучасних алгоритмів пошуку ОФМС як 1) пошук хімічного складу оболонок ПТ без використання ІКМ та 2) можливість самоузгодженого (із спостереженнями) визначення іонізуючого спектру ядра ПТ при використанні оптимізатором діаґностичних співвідношень між інтенсивностями ліній того чи іншого елемента в сусідніх стадіях іонізації. Перша перевага дозволяє проводити тестування менш громіздкого, але більш неточного методу ІКМ (див., наприклад, [8, 23, 24]). Друга перевага дозволяє тестувати моделі зоряних атмосфер ядер ПТ та інших газових туманностей.

Слід також зазначити, що розрахунок ОФМС вимагає наявності потужних комп'ютерів (пошук ОФМС однієї туманності вимагає розрахунку тисяч звичайних ФМС ПТ). Розрахунок кожної такої ФМС навіть на сучасній обчислювальній техніці здійснюється протягом декількох хвилин. Тому постановка задачі пошуку ОФМС була б взагалі неможливою без методів діаґностики світіння небулярного газу у поєднанні з ІКМ та методів визначення іонізуючого Lyc-спектру, які визначають початкові значення для вільних параметрів.

При розрахунках ОФМС слід віддавати перевагу т. з. панорамним спектрам туманностей, отриманим з різних частин їх поверхні. Такі спектри дозволяють максимально спростити геометрію ФМС (сферично-симетрична з малим фактором покриття ядра, циліндрична, або ж плоско-паралельна). При цьому слід пам'ятати, що деякі такі спектри можуть містити області, у яких активну роль відіграють ударні хвилі, що вимагає застосування алгоритмів розрахунку нестатичних (стаціонарних, або ж нестаціонарних) ФМС.

ПОШУК СПЕКТРІВ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР ПТ

Для розрахунку ФМС, або ж пошуку ОФМС ПТ необхідно задати (у випадку ОФМС – ініціалізувати) спектр іонізуючого випромінювання ядра. У випадку чорнотільного представлення довгий час для цього використовувався метод Занстра [43] для визначення ефективної температури ядра ПТ. Однак сучасні моделі зоряних атмосфер ядер ПТ [14, 37] показують сильні відхилення від планківського розподілу.

Звичайно, якщо відома ефективна температура ядра, можна використати відповідний спектр з моделей зоряних атмосфер ядер ПТ. Однак, з метою тестування останніх необхідно мати методику пошуку Lyc-спектру, незалежну від МЗА.

Тому ми розробили методику [6, 7], яка відрізняється від планківської і основана на припущеннях про іонізаційно-рекомбінаційну та теплову рівновагу в оболонках ПТ. Якщо враховувати тільки водень та гелій, то перше припущення дає три рівняння балансу квантів, а друге – рівняння теплового балансу. Область довжин хвиль за $\lambda\,912$ Å розбивається на три інтервали у відповідності з потенціалами іонізації H^0, He^0 та He^+. У кожному з цих інтервалів Lyc-спектр задається у степеневому представленні. Таким чином задача зводиться до пошуку шести невідомих, що представляють Lyc-спектр ядра: 3-ох потоків випромінювання на початку кожного інтервалу, та 3-ох спектральних індексів. Оскільки кількість невідомих у стандартному методі [6] перевищує кількість рівнянь, то розв'язки шукались у припущенні однаковості нахилів спектру у всіх інтервалах, або ж у припущенні відсутності скачків на 504 і 228 Å. Ці припущення дозволяють скоротити кількість невідомих. У роботі [7] пропонується протилежний підхід – збільшення кількості рівнянь до кількості невідомих за рахунок залежностей між нахилом спектру у інтервалі $\lambda\,912$–504 Å і скачками на 504 і 228 Å, отриманих на основі апроксимацій даних МЗА ядер ПТ. Вище згаданий метод у всіх трьох представленнях реалізований нами у програмі NLEHII (для областей H II) та NLEPN (для ПТ).

Однак програми NLEHII та NLEPN працюють тільки з оптично-товстими туманностями. У випадку оптично-тонких ПТ для пошуку Lyc-спектру ядра ми використовуємо описану вище техніку пошуку ОФМС. При цьому використовуються співвідношення між інтенсивностями емісійних небулярних ліній у сусідніх стадіях іонізації гелію та інших елементів, які надзвичайно чутливі до форми Lyc-спектру ядра. Кількість інтервалів довжин хвиль також може бути збільшена для врахування наявності важких елементів (у відповідності з їх потенціалами іонізації).

ВІДСТАНІ ДО ПТ

Визначення відстані до ПТ є однією з найтрудніших проблем фізики цих об'єктів. Фізичні параметри, які використовуються для визначення відстаней до туманностей, не є постійними для всього спостережуваного комплексу ПТ. Метод тригонометричних паралаксів не можна використати для визначення відстаней через досить великі відстані до ПТ. Метод статистичних паралаксів може давати середні відстані до деякої групи туманностей, але не забезпечує визначення відстаней до індивідуальних ПТ. Однією з кращих шкал відстаней в кінці минулого століття вважалися шкали Кана і Калера [13].

З всіх існуючих способів визначення відстаней до ПТ найкращим зараз слід вважати метод, запропонований Мальковим [32]. В основі цього методу лежить самоузгоджене визначення відстаней R до ПТ і ефективних температур центральних зір $T_{\text{еф}}$ і інших фізичних характеристик. Для цього використовуються спостережувані значення потоків в лінії H_β (виправлені за міжзоряне поглинання), відносні інтенсивності ліній $\dfrac{\mathrm{He\,I}}{\mathrm{H}_\beta}$, $\dfrac{\mathrm{He\,II}}{\mathrm{H}_\beta}$, $\dfrac{[\mathrm{O\,I}]}{[\mathrm{O\,II}]}$, суми інтенсивності всіх заборонених ліній, кутові розміри швидкості розширення оболонок і зоряні B, V величини ядер індивідуальних ПТ. Для визначення $T_{\text{еф}}$ і оптичних товщин τ_{Lyc} були використані відомі рівняння Занстра і (або) рівняння енергетичного балансу. Після цього визначався теоретичний еволюційний вік ядер ПТ, який прирівнювався до динамічного віку. Використовуючи еволюційні треки ядер на діаграмі $L_\star - T_{\text{еф}}$, визначали світності, радіуси центральних зір і розміри оболонок ПТ. Маючи їх кутові розміри, визначали відстані до ПТ. Метод вільний від допущень про τ_{Lyc}. Шкала відстаней до ПТ опублікована в роботі [31].

[1] *Головатий В. В., Гершберг Р. Е., Мальков Ю. Ф., Проник В. И.* Количественный анализ ультрафиолетовых, оптических и инфракрасных эмиссионных спектров небесных тел с целью определения физических параметров и химического состава излучающего диффузного вещества и межзвездного поглощения до него // Изв. Крымской астрофиз. обсерв. – 1999. – **96**. – С. 72–138.

[2] *Головатый В. В., Дмитерко В. И., Мальков Ю. Ф., Рокач О. В.* Новый метод определения химического состава планетарных туманностей и его применение к туманностям галактического гало // Астрон. журн. – 1993. – **70**. – С. 691–706.

[3] *Головатий В. В., Мелех Б. Я.* Іонізаційно-корекційні фактори для визначення хімічного вмісту областей HII в блакитних компактних карликових галактиках // Кинематика и физика небес. тел. – 2002. – **18**. – С. 362–375.

[4] *Головатый В. В., Мальков Ю. Ф.* Современная фотоионизационная модель свечения планетарной туманности. Краткое описание. – К., 1991. – 41 с. (Препр./ АН УРСР Ін-т теор.фізики; 91-66Р).

[5] *Головатый В. В., Мелех Б. Я.* Химический состав областей H II в голубых компактных карликовых галактиках // Астрон. журн. – 2002. – **79**. – С. 867–878.

[6] *Головатый В. В, Проник В. И.* Непрерывный спектр за лаймановским пределом и эффективные температуры ядер планетарных туманностей // Астрофизика. – 1990. – **32**. – С. 99–116.

[7] *Мелех Б. Я.* Розподіл енерґії в спектрі випромінювання ядер областей H II в голубих компактних карликових галактиках за λ 912 Å // Журнал фізичних досліджень. – 2000. – **4**. – С. 225–235.

[8] *Мелех Б. Я.* Дослідження фізичних характеристик та хімічного вмісту областей HII в блакитних компактних карликових галактиках: Дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: 01.03.02. – Львів. – 2002. – 133 с.

[9] *Мелех Б. Я.* Оптимізоване фотойонізаційне моделювання світіння HII зони у блакитній компактній карликовій галактиці SBS 0940+544 // Журнал фізичних досліджень. – 2006. – **10**. – С. 148–159.

[10] *Мелех Б. Я.* Оптимізоване фотойонізаційне моделювання світіння зони HII у блакитній компактній карликовій галактиці SBS 0335-052 // Журнал фізичних досліджень. – 2007. – **11**. – С. 353–365.

[11] *Bowen I. S.* The origin of the chief nebular lines // Publs Astron. Soc. Pacific. – 1927. – **39**, N 231.– P. 295–297.

[12] *Bjorkman J. E., Wood K.* Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer // Astrophys. J. – 2001. – **554**. – P. 615–623.

[13] *Cahn J. H., Kaler J. B.* The Distances and Distribution of Planetary Nebulae // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1971. – **22**. – P. 319–368.

[14] *Clegg R. E. S., Middlemass D.* Non-LTE model atmospheres for central stars of planetary nebulae // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1987. – **229**. – P. 759–778.

[15] *Dopita M. A., Sutherland R. S.* Spectral Signatures of Fast Shocks. I. Low-Density Model Grid // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1996. – **102**. – P. 161–188.

[16] *Ercolano B., Barlow M. J., Storey P. J., Liu X.-W.* MOCASSIN: a fully three-dimensional Monte Carlo photoionization code // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2003. – **340**. – P. 1136–1152.

[17] *Ercolano B., Barlow M. J., Storey P. J.* The dusty MOCASSIN: fully self-consistent 3D photoionization and dust radiative transfer models // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2005. – **362**. – P. 1038–1046.

[18] *Ferland G. J.* Hazy, a Brief Introduction to Cloudy. – University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, (2005), http://www.nublado.org.

[19] *Gruenwald R., Viegas S. M., Broguiere D.* A New Generation of Photoionization Codes: Three-dimensional Models. The Bipolar Planetary Nebula IC 4406 // Astrophys. J. – 1997. – **480**. – P. 283–312.

[20] *Henney W. J., Arthur S. J., Williams R. J. R., Ferland G. J.* Self-Consistent Dynamic Models of Steady Ionization Fronts. I. Weak-D and Weak-R Fronts // Astrophys. J. – 2005. – **621**. – P. 328–347.

[21] *Herschel William*, 1802. [XVIII.] Catalogue of 500 new Nebulae, nebulous Stars, planetary Nebulae, and Clusters of Stars; with Remarks on the Construction of the Heavens. By William Herschel, LL.D.F.R.S. Read July 1, 1802 // Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1802. – **XCII (92)**. – P. 477–528.

[22] *Huggins W., Miller W. A.* On the Spectra of some of the Nebulae // Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1864. – **154**. – P. 437.

[23] *Holovatyi V. V., Melekh B. Ya.* Determination of the Chemical Composition in H II Regions of Blue Compact Dwarf Galaxies Using an Optimized Photoionization Modeling Method // Astron. Rep. – 2008. – **49**. – P. 595–603.

[24] *Holovatyy V. V., Melekh B. Ya., Havrylova N. V.* The chemical composition of galactic planetary nebulae: Optimization photoionization modeling // Astron. Rep. – 2008. – **52**. – P. 327–334.

[25] *Holovatyy V. V., Havrylova N. V.* The chemical composition of galactic planetary nebulae with regard to inhomogeneity in the gas density in their envelopes // Astron. Rep. – 2005. – **49**. – P. 390–404.

[26] *Izotov Y. I., Thuan T. X., Lipovetsky V. A.* The primordial helium abundance from a new sample of metal-deficient blue compact galaxies // Astrophys. J. – 1994. – **435**. – P. 647–667.

[27] *Izotov Y. I., Thuan T. X., Lipovetsky V. A.* The primordial helium abundance: systematic effects and a new determination // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 1997. – **108**. – P. 1–39.

[28] *Liu X.-W., Storey P. J., Barlow M. J., Clegg R. E. S.* The rich O II recombination spectrum of the planetary nebula NGC 7009: new observations and atomic data // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1995. – **272**. – P. 369–388.

[29] *Liu X.-W., Storey P. J., Barlow M. J., et al.* NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula? // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2000. – **312**, N 3. – P. 585–628.

[30] *Lucy L. B.* Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques // Astron. and Astrophys. – 1999. – **344**. – P. 282–288.

[31] *Mal'kov Yu. F.* A self-consistent determination of the distances, physical parameters, and chemical composition for a large sample of galactic planetary nebulae: The distances and parameters of central stars and the optical depths of envelopes // Astron. Rep. – 1997. – **41**. – P. 760–776.

[32] *Мальков Ю. Ф.* Самосогласованное определение расстояний до планетарных туманностей // Кинематика и физика небес. тел. – 1994. – **10**, № 5. – P. 35–51.

[33] *Melekh B. Ya., Holovatyy V. V., Izotov Yu. I.* Determination of the physical parameters, Lyman continua, and chemical compositions of H II regions in blue compact dwarf galaxies // Astron. Rep. – **52**. – P. 184–200.

[34] *Morisset C.* Cloudy_3D, a new pseudo-3D photoionization code // Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond: Proc. Intern. Astron. Union, Symp.N 234 / Eds M. J. Barlow and R. H. Mendez. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. – P. 467–468.

[35] *Och S. R., Lucy L. B., Rosa M. R.* Diffuse radiation in models of photoionized nebulae // Astron. and Astrophys. – 1998. – **336**. – P. 301–308.

[36] *van Hoof P. A. M.* Photo-Ioniztion Studies of Nebulae. – Ph.D. thesis, Rijskuniversiteit Groningen, 1997. – 102 p.

[37] *Rauch T.* A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres // Astron. and Astrophys. – 2003. – **403**. – P. 709–714.

[38] *Stasinska G.* A grid of model H II regions for extragalactic studies // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1990. – **83** – P. 501–538.

[39] *Thuan T. X., Izotov Y. I., Lipovetsky V. A.* Heavy element abundances in a new sample of low-metallicity blue compact galaxies // Astrophys. J. – 1995. – **445**. – P. 108–123.

[40] *Tsamis Y. G., Barlow M. J., Liu X.-W., et al.* A deep survey of heavy element lines in planetary nebulae. II. Recombination-line abundances and evidence for cold plasma // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2004. – **353**. – P. 953–979.

[41] *Tsamis Y. G., Pequignot D.* A photoionization-modelling study of 30 Doradus: the case for small-scale chemical inhomogeneity // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 2005. – **364**. – P. 687–704.

[42] *Tsamis Y, Pequignot D.* Elemental abundances in PNe: lessons in parallel // Planetary nebulae as astronomical tools: Intern. Conf. on Planetary Nebulae as Astronomical Tools. AIP Conf. Proc. – 2005. – **804**. – P. 52–55.

[43] *Zanstra H.* An application of the quantum theory to the luminosity of diffuse nebulae // Astrophys. J. – 1927. – **65**. – P. 50–70.