

ФОТОЙОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБОЛОНОК ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ З УРАХУВАННЯМ ПИЛУ. І. ВПЛИВ ПИЛУ НА ЕМІСІЙНИЙ СПЕКТР ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ

Б. Я. Мелех¹, А. Р. Кузьмак²

¹Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка,
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна,

²Кафедра теоретичної фізики Львівського національного університету імені Івана Франка,
вул. Драгоманова, 12, Львів, 79005, Україна

(Отримано 21 жовтня 2011 р.; в остаточному вигляді — 08 травня 2012 р.)

Подано огляд теоретичних основ моделювання світіння газових оболонок планетарних туманностей (ПТ) з урахуванням пилу. Розраховано сітку фотойонізаційних моделей світіння (ФМС) галактичних ПТ з різними характеристиками пилу вздовж еволюційних треків центральних зір, йонізуюче випромінювання від яких відповідало планківському. У моделях прийнято, що швидкість розширення оболонки ПТ визначає зовнішній радіус оболонки ПТ на кожен момент часу, а припущення сталої густини визначає внутрішній радіус туманності [R. Szczerba, *Astron. Astrophys.* **181**, 365 (1987)]. Для кожної вибраної точки на еволюційному треці розраховано окрему сітку ФМС, вільними параметрами якої є маса ПТ та вид і вміст пилу. Розглянуто карбонний, силікатний та карбонний з домішкою (10%) молекул ПАВ (поліароматичні вуглеводи). Хімічний склад газу приймали для всіх моделей однаковим. Він відповідає середньому для небулярних оболонок ПТ нашої Галактики. Проаналізовано вплив пилу на емісійний спектр ПТ.

Ключові слова: планетарні туманності, фотойонізаційні моделі світіння (ФМС), хімічний вміст, пил.

PACS number(s): 98.38.Ly, 98.58.Li, 98.58.Ay, 98.38Bn, 97.20.Rp

І. ВСТУП

На початку 30-х років ХХ ст., завдяки працям американського астрофізика Роберта Трюмлера, установлено, що основний внесок у міжзоряне поглинання робить міжзоряний пил, маса якого становить лише 0.1%–0.5% від повної маси Галактики. На 1 cm^3 міжзоряного середовища в середньому припадає один атом газу, а одна пилова частинка - приблизно на 10^{8-14} cm^3 газу. Розмір пилинок сягає 0.01 до $1.0 \mu\text{m}$. Вони утворюються налипанням атомів і молекул різних хімічних елементів при низьких температурах. Залежно від переважаючого хімічного елемента в складі пилинки вони можуть бути графітовими, карбонатними, силікатними, залізними чи навіть утвореними із замерзлої води. Пилінки починають своє формування у верхніх шарах атмосфер надгігантів пізніх спектральних класів. Потім зоряний вітер переносить їх у міжзоряне середовище, де під дією низьких температур на їхнє ядро намерзають атоми й молекули. У праці [2] докладно описано процеси розсіяння світла пилом за допомогою методів геометричної оптики, Релеївського механізму розсіяння світла і викладено теорію Мі (від англ. Mie). Вона добре описує розсіяння світла пилом у ПТ.

Один із найбільш коректних алгоритмів урахування наявності пилу під час розрахунку ФМС небулярних середовищ запропонував Петер ван Гуф (Peter van Hoof) [3]. Він імплементував цей алгоритм у програму Г. Ферланда *Cloudy* [4] для розрахунку ФМС

небулярних середовищ, яка є найпопулярнішою серед астрофізиків завдяки відкритості й надійності. Алгоритм припускає сферичну симетрію пилинок, його основою є теорія Мі. Також враховано розподіл пилинок за розмірами й такі параметри, як температура пилу, розподіл заряду і т. д. Температуру пилу й розподіл заряду на пилинці в туманностях добре описано в підручнику [5].

Метою цієї статті є зробити огляд основ урахування вмісту пилу під час фотойонізаційного моделювання світіння оболонок ПТ, тобто проаналізувати, як зміниться модельний спектр галактичних та позагалактичних ПТ, якщо в них є пил. Ми задавали концентрацію пилу, взяту з праці [6] та в околі цієї середньої галактичної концентрації пилинок. Сітка ФМС оболонок ПТ розрахована за допомогою програми Г. Ферланда *Cloudy 08.00* [4] вздовж еволюційних треків їхніх ядер для різних типів пилу (залежно від того, який елемент зоря більше насинтезувала) і маси туманності. Останні спостереження космічною інфрачервоною обсерваторією *Spitzer* і програми цифрового огляду неба на двох мікронах *2MASS* виявили в Галактичних ПТ та туманностях Великої Магеланової Хмари вуглецеві наночастинки, а саме молекули ПАВ (рис. 1), наявність яких ми також урахували, розраховуючи сітку ФМС, задаючи один із типів пилу симбіотичним, який являє собою суміш карбонатних пилинок із молекулами ПАВ. Спектр йонізуючого джерела (ядра ПТ) ми представили функцією Планка.

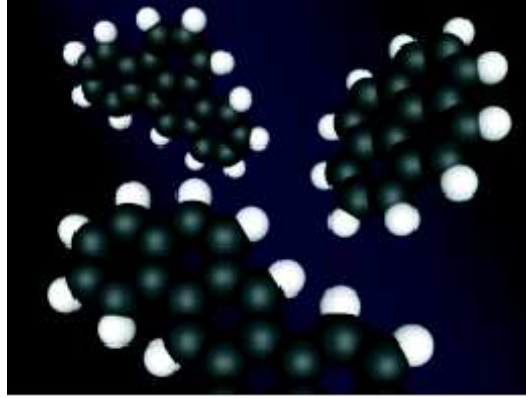
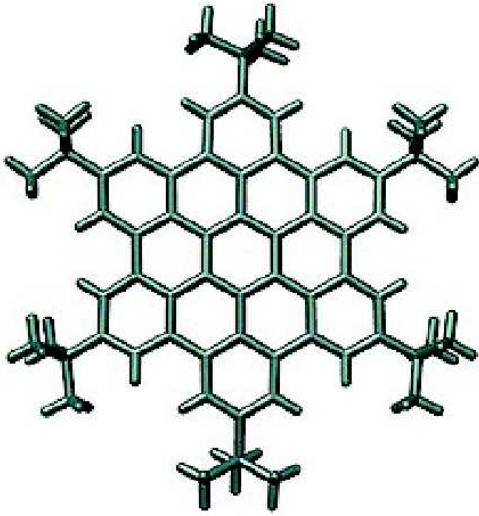


Рис. 1. Структура молекули поліароматичних вуглеводів (ПАВ).

II. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ГАЗОВОЇ КОМПОНЕНТИ ОБОЛОНКИ ПТ

Щоб описати фізичні процеси в ПТ, використовують рівняння: газодинаміки, переносу випромінювання та рівняння переходу.

Рівняння газодинаміки описують рух нерелятивістського газу за відсутності в'язкості. Рівняння газодинаміки — це закони збереження маси, імпульсу й енергії.

Рівняння перенесення випромінювання описує залежність інтенсивності випромінювання $I_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{r})$ з частотою ν від позиції \mathbf{r} і напрямку \mathbf{n} :

$$\frac{1}{c} \frac{dI_\nu}{dt} + \mathbf{n} \nabla I_\nu = j_\nu - k_\nu I_\nu, \quad (1)$$

де c — швидкість світла, j_ν і k_ν — коефіцієнти, відповідно, випромінювання і поглинання на частоті ν середовища, у якому поширюється випромінювання.

Для опису еволюції частинок, які перебувають у стані i , використано так зване рівняння переходу:

$$\frac{dn_i}{dt} + \nabla(n_i \mathbf{v}) = G_i + \sum_{j \neq i} R_{j \rightarrow i} n_j - n_i (S_i + \sum_{j \neq i} R_{i \rightarrow j}), \quad (2)$$

де $R_{j \rightarrow i}$ і $R_{i \rightarrow j}$ — коефіцієнти переходу між станами i та j ; G_i та S_i представляють джерела та стоки стану i відповідно. Це рівняння використано як вихідне (прототип) для опису переходів між внутрішніми станами атома, йона, молекули чи пилінки, а також визначення розподілу вмісту елемента за стадіями його йонізації.

У випадку статичних сферично-симетричних ФМС оболонки ПТ виключають динаміку газу. Для таких моделей закон збереження маси виконується тривіально. Закон збереження імпульсу перетворюється в рівняння гідростатичної рівноваги:

$$\nabla p = \mathbf{g}, \quad (3)$$

де \mathbf{g} — прискорення, спричинене гравітацією, магнітним полем і світловим тиском; p — тиск. Закон збереження енергії перетворюється в рівняння:

$$H = C, \quad (4)$$

H і C — функції відповідно нагріву й охолодження одиничного об'єму газу за одиницю часу, спричинені атомними процесами. Рівняння переходу перетворюється в рівняння “джерела = стоки”. Саме статичний підхід використовують більшість фотойонізаційних кодів.

У статичному випадку рівняння переносу випромінювання матиме вигляд:

$$\mathbf{n} \nabla I_\nu = j_\nu - k_\nu I_\nu. \quad (5)$$

Йонізуюче випромінювання має два складники: пряме (зоряне), яке приходить прямо від ядра газової туманності (ГТ) (I_ν^s), та дифузне, яке виникає в туманності (I_ν^d).

Рівняння для прямого випромінювання для ГТ є таким:

$$I_\nu^s = I_\nu^s(r_{in}) e^{-\tau_\nu(r)}, \quad (6)$$

де $\tau_\nu(r)$ — це оптична товщина газової туманності в точці r , для випромінювання з частотою ν .

Кількість фотойонізації атомів/йонів X^i в одиниці об'єму газової туманності за одиницю часу прямим йонізуючим випромінюванням буде:

$$n_{ion}^*(X^i, \mathbf{r}) = n(X^i, \mathbf{r}) \frac{F_{in}^2}{r^2} \times \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} F_\nu^s(r_{in}) e^{-\tau_\nu(r)} \sigma_\nu(X^i) \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (7)$$

де $\nu_0(X^i)$ — частота, що відповідає потенціалу йонізації йона X^i , $n(X^i, \mathbf{r})$ — концентрація X^i йона в околі

точки r , \mathbf{r}_{in} — радіус-вектор точки внутрішньої границі оболонки ПТ у заданому напрямку, $F_{\nu}^s(\mathbf{r}_{\text{in}})$ — потік прямого йонізуючого випромінювання на внутрішній межі туманності з координатами \mathbf{r}_{in} , $\sigma_{\nu}(X^i)$ — ефективний переріз фотойонізації йона X^i . Дифузне йонізуюче випромінювання виникає в туманності в разі рекомбінацій вільних електронів на основні рівні йонів H^+ , He^+ , He^{++} і на другий рівень He^{++} , а також квантами ліній $L_{\alpha}(\text{HeI})$ і $L_{\alpha}(\text{HeII})$. Кількість таких йонізацій X^i в точці з координатами \mathbf{r} за одиницю часу:

$$n_{\text{ion}}^{\text{d}}(X^i, \mathbf{r}) = n(X^i, \mathbf{r}) \times \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \sigma_{\nu}(X^i) \frac{4\pi J_{\nu}^{\text{d}}(\mathbf{r})}{h\nu} d\nu, \quad (8)$$

де $J_{\nu}^{\text{d}}(r)$ — середня інтенсивність дифузного йонізуючого випромінювання в заданій точці туманності. Для сферично-симетричного випадку середня інтенсивність дифузного випромінювання дорівнює:

$$J_{\nu}^{\text{d}}(r) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} I_{\nu}^{\text{d}}(r, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (9)$$

де θ — це кут між напрямком на центральну зорю з цієї точки туманності і напрямком, звідки приходить дифузне йонізуюче випромінювання в певну точку. Для розрахунку дифузного випромінювання використовують наближення *Outward only + On the Spot* [4].

В умовах статичних газових туманностей головними є три процеси йонізації: фотойонізації прямим і дифузним йонізуючим випромінюванням; ударні йонізації вільними електронами; реакції обміном заряду, що спричиняють йонізацію йона.

Головними процесами рекомбінації в газовій туманності є радіативні та діелектронні й рекомбінації перезарядки.

Час установлення в ГТ рівноваги між йонізаціями й рекомбінаціями описує співвідношення:

$$t_r \approx \frac{1}{n_e \alpha(X^{i+1})}, \quad (10)$$

де n_e — електронна концентрація; $\alpha(X^{i+1})$ — сумарний коефіцієнт рекомбінації йона X^{i+1} .

Для типових умов в оболонках ПТ t_r становить близько 100 років. Тому з великою точністю можна вважати, що більшість ПТ перебувають у стані йонізаційно-рекомбінаційної рівноваги, рівняння якої, в статичному випадку для всіх йонів X^i (i -това стадія йонізації), що існують у туманності, має вигляд:

$$n_{\text{ion}}^*(X^i, r) + n_{\text{ion}}^{\text{d}}(X^i, r) + n_{\text{ion}}^{\text{c}}(X^i, r) + n_{\text{ion}}^{\text{ch}}(X^i, r) = n_{\text{rec}}^{\text{rad}}(X^{i+1}, r) + n_{\text{rec}}^{\text{di}}(X^{i+1}, r) + n_{\text{rec}}^{\text{ch}}(X^{i+1}, r), \quad (11)$$

тут $n_{\text{ion}}^*(X^i, r)$, $n_{\text{ion}}^{\text{d}}(X^i, r)$, $n_{\text{ion}}^{\text{c}}(X^i, r)$, $n_{\text{ion}}^{\text{ch}}(X^i, r)$ — кількість йонізацій в одиниці об'єму ПТ з координатами \mathbf{r} за одиницю часу, спричинених відповідно прямим та дифузним йонізуючим випромінюванням, електронним ударом та процесами перезарядки;

$n_{\text{rec}}^{\text{rad}}(X^{i+1}, r)$, $n_{\text{rec}}^{\text{di}}(X^{i+1}, r)$, $n_{\text{rec}}^{\text{ch}}(X^{i+1}, r)$ — кількість відповідно радіативних, діелектронних рекомбінацій та рекомбінацій перезарядки в одиниці об'єму газу \mathbf{r} за одиницю часу.

Час установлення теплової рівноваги можна визначити за допомогою співвідношення:

$$t_T \approx \frac{n_e k T_e}{C}, \quad (12)$$

де швидкість (функція) охолодження небулярного газу:

$$C = \Lambda_{\text{cl}} + \Lambda_{\text{ci}} + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{ff}}. \quad (13)$$

Своєю чергою: Λ_{cl} — витрати на збудження низьких енергетичних рівнів, Λ_{ci} — витрати на ударну йонізацію, Λ_{rec} — витрати на рекомбінації і Λ_{ff} — швидкість охолодження газу при вільновільних переходах. Для типових умов в оболонках ПТ цей час становить близько десяти років і можна вважати, що оболонки більшості ПТ перебувають у стані рівноваги між надходженням і втратами енергії.

Рівняння енергетичного балансу газу туманності подано у виразі (4). Надходження енергії на одиницю об'єму за одиницю часу:

$$H = \sum_{X^i} n(X^i, r) \int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} \left[\frac{R^2}{r^2} F_{\nu}^* e^{-\tau_{\nu}(r)} + 4\pi J_{\nu}^{\text{d}}(r) \right] \times \sigma_{\nu}(X^i) h(\nu - \nu_0(X^i)) \frac{d\nu}{h\nu}. \quad (14)$$

Вираз для розрахунку функції охолодження газу подано у формулі (13).

Таким чином, ФМС ПТ описує випромінювання її оболонки під дією ультрафіолетових квантів з ядра ($\lambda \leq 912\text{\AA}$). Розрахунок статичної ФМС полягає у сумісному розв'язанні рівнянь перенесення прямого й дифузного йонізуючого випромінювання, рівнянь йонізаційної і статистичної рівноваги та рівняння енергетичного балансу в кожній точці туманності, а у випадку сферичної симетрії — для кожного елементарного сферичного шару.

III. ТЕОРІЯ ВПЛИВУ ПИЛУ НА СВІТІННЯ ПТ

Процедуру врахування пилу під час розрахунку ФМС за допомогою програми *Cloudy* розробив Пітер ван Гуф (Peter van Hoof) [7]. Основні властивості цієї процедури такі:

- вона враховує розподіл пилинок за розміром, а також такі параметри, як їхня температура та розподіл їх кількості за електричним зарядом;
- для опису розсіяння випромінювання на пилинках застосовано теорію Мі для сферичного пилу [2];
- також модель можна обчислити з урахуванням квантового нагрівання пилу [8];

- модель ураховує фотоелектричний ефект і взаємодію пилу між собою і з газом.

За допомогою методу, який представлений у роботі [8], обчислюють розподіл температури в міжзор'яному пилі за наявності поля йонізуючого випромінювання та гарячого газу. У цих розрахунках враховані температурні флуктуації, які спричинені квантовим нагріванням, за допомогою якого пил досягає температури вищої за рівноважну. Квантове нагрівання виникає за рахунок зіштовхування пилу з частинками й фотонами, енергія яких є сумірною, або більшою за внутрішню енергію пилінки. Імовірність переходу пилінки зі стану i до стану f за одиницю часу, яка викликана квантовим нагріванням:

$$A_{f,i} = Q_{\lambda, \text{abs}} \pi a^2 u_{\lambda} \Delta U_f \frac{\lambda^3}{h^2 c} + \Delta U_f \sum_Z n_Z \int_0^{\infty} d^3 v f_z(v) v \sigma_Z(v, U_f - U_i), \quad (15)$$

де $Q_{\lambda, \text{abs}}$ — ефективний коефіцієнт поглинання пилом фотонів довжиною хвилі λ , u_{λ} — густина енергії поля випромінювання, h — стала Планка, $\lambda = hc/(U_f - U_i)$ — довжина хвилі фотона, що спричиняє перехід, a — радіус пилінки, n_Z — концентрація пилинок типу Z , $f_z(v)$ — функція розподілу частинок за швидкістю і $\sigma_Z(v, U)$ — поперечний переріз зіштовхування фотонів із пилінкою типу Z , яка має швидкість v й ентальпію U . Цей метод набагато точніше визначає функцію розподілу ніж метод Монте-Карло та ітераційний метод, які використовували раніше. У праці [8] розрахований розподіл дуже малих графітових і силікатних пилинок, які перебувають під впливом випромінювання. Під час обчислення враховували три ефекти: 1) розщеплення поступальних і ротаційних рухів; 2) поверхневе відщеплення за рахунок “поверхневого натягу” пилинок; 3) понижений рівень виходу атомів із пилінки завдяки термічній ізоляції пилу.

Електричне поле, яке створює випромінювання, розсіяне на частинці довільної форми і складу на відстані R від неї, набагато більший від її розміру, його можна записати:

$$\begin{pmatrix} E_r^s \\ E_l^s \end{pmatrix} = \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} \begin{pmatrix} S_1(\alpha, \phi) & S_4(\alpha, \phi) \\ S_3(\alpha, \phi) & S_2(\alpha, \phi) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_r^i \\ E_l^i \end{pmatrix}, \quad (16)$$

тут додатний напрямок z указує напрямком поширення розсіяного променя, k — хвильове число, E_l і E_r — компоненти електричного поля у двох перпендикулярних напрямках, а $S_i(\alpha, \phi)$ — компоненти матриці розсіяння, про яку йтиметься нижче. Компоненти електричного поля, що спрямовані вздовж одиничних векторів \mathbf{l} і \mathbf{r} , можна записати через їхні амплітуди (a_l і a_r) і фази (ϵ_l і ϵ_r):

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} = e^{i(\omega t - kz)} \begin{pmatrix} a_r e^{-i\epsilon_r} \\ a_l e^{-i\epsilon_l} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Фізичні властивості пучка “світла” описуються за допомогою параметрів Стокса. Інтенсивність променя, який поширюється під кутом ψ до напрямку \mathbf{l} , перепишемо через параметри Стокса:

$$I(\psi, \epsilon) = \frac{1}{2} [I + Q \cos 2\psi + (U \cos \epsilon + V \sin \epsilon) \sin 2\psi], \quad (18)$$

$$I = I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0) = I_l + I_r, \quad (19)$$

$$Q = I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0) = I_l - I_r, \quad (20)$$

$$U = I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0), \quad (21)$$

$$V = I(45^\circ, \pi/2) - I(135^\circ, \pi/2). \quad (22)$$

Із рівнянь (18–22) видно, що I — це сумарна інтенсивність променя, Q — надлишкова інтенсивність при лінійній поляризації променя в напрямках \mathbf{l} і \mathbf{r} відповідно, U — має аналогічну інтерпретацію для кутів $\psi = 45^\circ$ і $\psi = 135^\circ$, V — це надлишкова інтенсивність світла, коли воно має правосторонню й лівосторонню колову поляризацію. Отже, формула (18) описує інтенсивність пучка випромінювання з урахуванням усіх можливих його компонентів, які виникли від поляризації. Неполаризований і поляризований промені математично можна записати відповідно: $(I - (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}, 0, 0, 0)$, $((Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}, Q, U, V)$. Інтенсивність поляризованого світла: $I_{\text{pol}} = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$. Отже, інтенсивність будь-якого розсіяного променя запишемо: $I = I_{\text{unpol}} + I_{\text{pol}} = I_{\text{unpol}} + (I_p^2 + I_{\text{cp}}^2)^{1/2}$, тут I_{unpol} — інтенсивність неполяризованої частини пучка, $I_p = (Q^2 + U^2)^{1/2}$ — інтенсивність лінійно поляризованої частини пучка, а $I_{\text{cp}} = V$ — інтенсивність частини пучка з коловою поляризацією.

Розгляньмо пилінки, які є в елементарному об'ємі dv і опромінюються. Інтенсивність початкового променя позначмо (I_0, Q_0, U_0, V_0) . Інтенсивність розсіяного променя на відстані $R \gg \lambda$ від пилінки буде

$$k_{\text{sca}} P I_0 \frac{dv}{4\pi R^2}, \quad (23)$$

де k_{sca} — коефіцієнт розсіяння, який має розмірність оберненої довжини, P — фазова матриця розмірністю чотири на чотири. Коефіцієнт розсіяння записуємо через поперечний переріз розсіяння елементарного об'єму в якому міститься N пилинок як $k_{\text{sca}} = \sigma_{\text{sca}}/dv = \frac{1}{dv} \sum_i^N \sigma_{\text{sca},i}$. Також вводимо ефективний коефіцієнт розсіяння Q_{sca} , який є відношенням поперечного коефіцієнта розсіяння до геометричного поперечного перерізу G . Для елементарного об'єму, який складається з N частинок, ефективний коефіцієнт: $Q_{\text{sca}} = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{G} = \frac{\sum_i^N \sigma_{\text{sca},i}}{\sum_i^N G_i}$. Матриця P описує кутовий розподіл і поляризацію розсіяного світла. Елемент P^{11} є фазовою функцією, з якої можна отримати параметр анізотропії:

$$\langle \cos \alpha \rangle = \int_{4\pi} \cos \alpha P^{11} \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (24)$$

де Ω — тілесний кут, α — кут розсіяння. Цей параметр змінюється від 1 до -1 , і коли він дорівнює 0, тоді ми маємо ізотропне розсіяння.

Для повного опису розсіяння пучка випромінювання на пилинках, крім k_{sca} і P , потрібно ввести третю величину — альbedo розсіювання на пилинці ($\tilde{\omega}$). Для цього вводимо коефіцієнти поглинання k_{abs} , σ_{abs} і Q_{abs} . Запишемо коефіцієнти загасання (екстинкції): $k_{\text{ext}} = k_{\text{sca}} + k_{\text{abs}}$, $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{sca}} + \sigma_{\text{abs}}$ і $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}}$. Альbedo розсіяння тоді можна представити у вигляді:

$$\tilde{\omega} = \frac{k_{\text{sca}}}{k_{\text{ext}}} = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\sigma_{\text{ext}}} = \frac{Q_{\text{sca}}}{Q_{\text{ext}}}. \quad (25)$$

Отже, при розсіянні випромінювання на пилинках, щоб отримати повну інформацію про спектр розсіяного світла, потрібно вміти розраховувати k_{sca} , $\tilde{\omega}$ і P .

Обчисливши матрицю розсіяння S , отримуємо величини: k_{sca} , P і $\tilde{\omega}$. Чотири елементи цієї матриці — комплексні числа, що є функціями від кута розсія-

ня (α) і азимутального кута (ϕ), якими вимірюється напрямок розсіяння.

Для пилинок, що мають форму ізотропної сфери, матриця розсіяння приймає вигляд:

$$S = \begin{pmatrix} S_1(\alpha) & 0 \\ 0 & S_2(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Інтенсивність розсіяного випромінювання пилинкою на відстані R , за теорією Мі, обчислюємо за формулою:

$$I = \frac{1}{k^2 R^2} F I_0, \quad (27)$$

де I_0 — інтенсивність світла до розсіяння, F — трансформаційна матриця чотири на чотири:

$$F = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}(S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) & \frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) \\ 0 & 0 & -\frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Трансформаційна матриця пропорційна до фазової матриці:

$$F = cP, \quad (29)$$

де P залежить від кута відбивання від пилінки, а c шукаємо з умови нормування для P :

$$c = \int_{4\pi} F^{11} \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (30)$$

або з урахуванням поперечного перерізу розсіяння:

$$c = \frac{k^2 \sigma_{\text{sca}}}{4\pi}. \quad (31)$$

Зв'язок елементів фазової матриці з елементами матриці розсіяння такий:

$$F^{11} = \frac{k^2 \sigma_{\text{sca}}}{4\pi} P^{11} = \frac{1}{2} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*), \quad (32)$$

$$F^{21} = \frac{k^2 \sigma_{\text{sca}}}{4\pi} P^{21} = \frac{1}{2} (S_1 S_1^* - S_2 S_2^*), \quad (33)$$

$$F^{33} = \frac{k^2 \sigma_{\text{sca}}}{4\pi} P^{33} = \frac{1}{2} (S_1 S_2^* + S_2 S_1^*), \quad (34)$$

$$F^{43} = \frac{k^2 \sigma_{\text{sca}}}{4\pi} P^{43} = -\frac{i}{2} (S_1 S_2^* - S_2 S_1^*). \quad (35)$$

Члени матриці розсіяння для сферичної пилінки мають вигляд:

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n + b_n \tau_n], \quad (36)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n + a_n \tau_n], \quad (37)$$

тут S_1 , S_2 , a_n і b_n є комплексними, π_n і τ_n є функціями від кута розсіяння α , а a_n і b_n — від комплексного показника заломлення й від розмірного параметра $x = 2\pi r/\lambda$.

У нашій праці ми використовували степенний розподіл пилинок за розмірами. Його в 1971 році отримав Гансен [9]:

$$n(r) = \text{const} * r^{(1-3b)/b} e^{-r/ab}, \quad (38)$$

де $a = r_{\text{eff}}$, $b = v_{\text{eff}}$, а r змінюється від $r_1 = 0$ до $r_2 = \infty$. Тут r_{eff} — ефективний радіус частинки, а v_{eff} — ефективна дисперсія частинок за розмірами:

$$r_{\text{eff}} = \frac{1}{G} \int_{r_1}^{r_2} r \pi r^2 n(r) dr, \quad (39)$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{G r_{\text{eff}}^2} \int_{r_1}^{r_2} (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2 n(r) dr. \quad (40)$$

Для різних значень a і b графік розподілу (рис. 2) ми взяли з роботи [2]. Із рисунка видно, що параметр a відповідає за “висоту” розподілу, а b — за “ширину”.

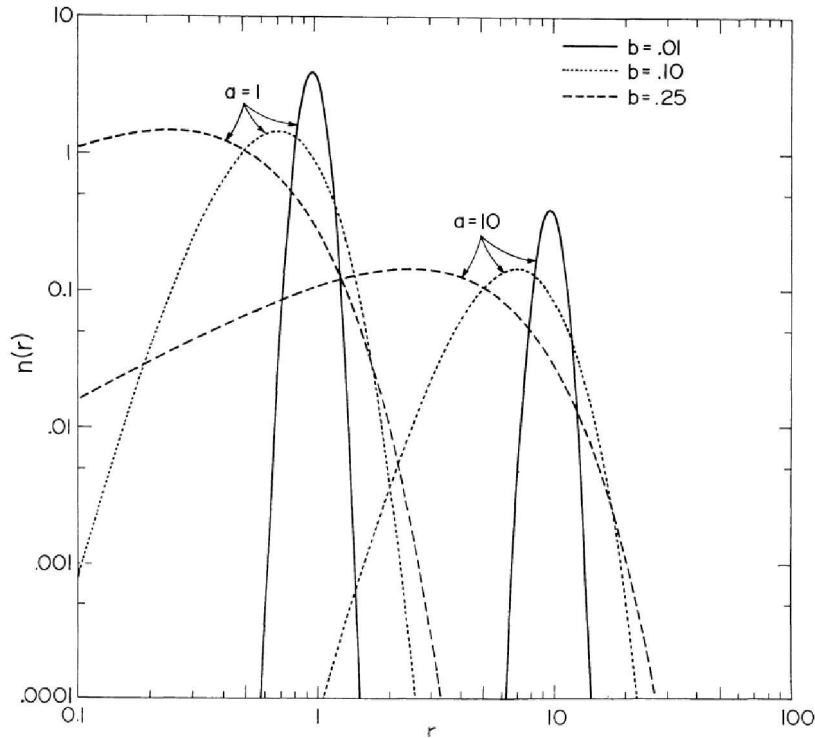


Рис. 2. Розподіл (38) для двох значень a і трьох b .

Урахування поглинання та розсіяння пилинками у програмі *Cloudy* побудоване так. Користувач у певному форматі описує характеристики пилинок (їхній розмір та склад тощо), після чого за допомогою спеціальних функцій *Cloudy* формується файл частотної залежності пилової непрозорості, який пізніше, під час фотойонізаційного моделювання, зчитує *Cloudy*.

IV. ФОРМУВАННЯ, РУЙНУВАННЯ ТА ДИНАМІКА ПИЛУ

Для фізики пилинок актуальні три питання:

1. Як формуються пилинки в туманності?
2. Як довго пилінка може існувати в цьому середовищі?
3. За яких умов пилінка руйнується?

Пилінки формуються з окремих атомів на ранніх стадіях розширення верхніх шарів атмосфери зорі. Інфрачервоні спектри холодних гігантів і супергігантів показують, що такі зорі навколо себе мають пиловий кокон. Верхні шари цих зір холодніші, густі, і речовина перебуває переважно в молекулярному стані. Найбільша концентрація молекул H_2 і CO , і вони мають відносно високу енергію дисоціації. Якщо у верхніх шарах атмосфери зорі середня концентрація атомів кисню буде більшою за концентрацію атомів вуглецю, тоді майже всі атоми вуглецю утворять із киснем молекули CO , а решта атомів O увійдуть в інші молекулярні структури. Графіт й інші структури з карбону (фулерени (C_{60}), молекули ПАВ (рис. 1), графіт,

різні карбонатні кільця, ланцюжки і т. п.) утворяться подібним шляхом тільки тоді, коли зоря насинтезує більше атомів вуглецю, аніж кисню. Залежно від того, який елемент зоря більше насинтезувала за свою еволюцію, може утворитися карбонатний пил (CO), карбонатний з різними карбонатними структурами (C_{60} , ПАВ, ...) і силікатний (Mg_2SiO_4 і Fe_2SiO_4).

Механізм утворення наноструктур з вуглецю в ПТ є відносно простим. Із віддаленням оболонки ПТ від її ядра температура в ній знижується й атомарний вуглець переходить у наноструктури. Із зниженням температури оболонки утворюються ланцюжки, пізніше з ланцюжків — кільця, а при достатній температурі — тримірні структури. Це зумовлено намаганням наситити вільні хімічні зв'язки і сформувати більш впорядковані структури згідно з принципом самоорганізації. Фізика вуглецевих наночастинок докладніше описана в підручнику [10].

Частинки пилу в туманності можуть руйнуватися за допомогою різних процесів. Пил є в середовищі з йонізованим газом з температурою $T \approx 10000$ К і високоенергетичними фотонами. Йони зіштовхуються з пилинками і вибивають з їхньої поверхні атоми або молекули. Високоенергетичні фотони поглинаються пилом і вибивають із нього електрони. У такому процесі атоми пилинки йонізуються (отримують позитивний заряд) і при достатній енергії відштовхування між йонами пилінка руйнується (вилітає атом або декілька атомів; пилінка дробиться на дрібніші частинки). Таке явище ще називають кулонівським вибухом частинки. Також пил може руйнуватися від ударних хвиль безпосередньо поблизу фронту хвилі унаслідок зіткнень з високоенергетичними частинками газової компоненти, а також від викликаних ударною хвилею

зіштовхувань між пилинками.

Ультрафіолетові кванти йонізують атоми в пилинці, і таким чином вона стає позитивно зарядженою, але пил може взаємодіяти з вільними йонами й електронами та захоплювати їх (ефект налипання). Тут пилінка може набувати як позитивного, так і негативного заряду. Рівняння, що описує швидкість отримання заряду пилінкою за рахунок фотоефекту, таке [5]:

$$\left(\frac{dZ}{dt}\right)_{pe} = \pi a^2 \int_{\nu_k}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} Q_{abs} \phi_\nu d\nu, \quad (41)$$

де ϕ_ν — імовірність того, що фотон виб'є електрон із пилінки ($0 \leq \phi_\nu \leq 1$), а J_ν — густина потоку фотонів на частоті ν . Якщо пилінка електронейтральна, тоді нижня межа інтегрування дорівнює частоті, що відповідає пороговій енергії йонізації хімічного елемента, з якого пилінка складається. Тоді, якщо пилінка негативно або позитивно заряджена, нижня межа інтегрування набуває вигляду:

$$\nu_k = \begin{pmatrix} \nu_c + \frac{Ze^2}{ah}, Z > 0 \\ \nu_c, Z \leq 0 \end{pmatrix}, \quad (42)$$

де $-\frac{Ze^2}{a}$ — потенціальна енергія електрона на поверхні частинки. Швидкість захоплення електронів пилом:

$$\left(\frac{dZ}{dt}\right)_{ce} = -\pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \xi_e Y_e, \quad (43)$$

де ξ_e — імовірність зустрічі електрона з пилінкою ($0 \leq \xi_e \leq 1$), а фактор, який відповідає за притягання чи відштовхування заряду на пилинці, є:

$$Y_e = \begin{pmatrix} 1 + \frac{Ze^2}{akT}, Z > 0 \\ e^{-\frac{Ze^2}{akT}}, Z \leq 0 \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Процес захоплення протона пилінкою аналогічний:

$$\left(\frac{dZ}{dt}\right)_{cp} = \pi a^2 n_p \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_p}} \xi_p Y_p \quad (45)$$

разом з:

$$Y_p = \begin{pmatrix} e^{-\frac{Ze^2}{akT}}, Z > 0 \\ 1 - \frac{Ze^2}{akT}, Z \leq 0 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Заряд, який виникає на пилинці, знаходимо з рівняння:

$$\frac{dZ}{dt} = \left(\frac{dZ}{dt}\right)_{pe} + \left(\frac{dZ}{dt}\right)_{ce} + \left(\frac{dZ}{dt}\right)_{cp} = 0. \quad (47)$$

Це рівняння для даної моделі розв'язуємо чисельним методом з відомими густиною й полем електромагнітного випромінювання в туманності.

Дрейф пилу в газовій туманності зумовлює: тиск випромінювання зорі силою F_{rad} (тому що дифузне випромінювання майже ізотропне і в першому наближенні ним можна знехтувати); дрейф електронейтральних пилин від радіального напрямку викликає зіткнення пилин з йонами (F_{coll}); для заряджених частинок ураховують кулонівську силу взаємодії з йонами (F_{coul}). Кожну з цих сил можна записати у вигляді [5]:

$$F_{rad} = \pi a^2 \int_0^\infty \frac{\pi F_\nu}{c} Q_\nu d\nu = \pi a^2 \int_0^\infty \frac{L_\nu}{4\pi r^2 c} Q_\nu d\nu \approx \frac{a^2 L}{4r^2 c}, \quad (48)$$

$$F_{coll} = \frac{4}{3} n_p \pi a^2 \left(\frac{8kT m_H}{\pi}\right)^{1/2} w, \quad (49)$$

$$F_{coul} \approx \frac{2n_p Z^2 m_H}{T^{3/2}} w, \quad (50)$$

де $Q = Q_{abs} + Q_{scat}(1 - g)$, для $\lambda \ll a$, $Q_\nu \approx 1$; w — це швидкість частинок відносно газу. F_{coul} домінує над F_{coll} тоді, коли $|Z| > 50$.

Рівняння руху пилу в туманності має вигляд:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P - \rho \nabla \phi + n_D \frac{a^2 L}{4r^2 c} \mathbf{e}_r, \quad (51)$$

де \mathbf{e}_r — це одиничний вектор, який указує напрям.

Випромінювання й зіштовхування пилин між собою зумовлюють нагрівання пилу. Кванти з частотою $\nu \geq \nu_k$ спричиняють фотоефект на пилинці, а кванти з нижчою частотою, $\nu < \nu_k$, нагрівають пил. Охолодження пилу відбувається через випромінювання з пилин і спостерігається в інфрачервоному спектрі.

Газова компонента оболонки ПТ складається з атомів, йонів (переважно це водень і гелій та їхні йони) та вільних електронів. Склад і концентрація газової компоненти ПТ, які ми використовували в наших моделях, подано в табл. 1. Ця компонента дає емісійний лінійчатий спектр та слабкий неперервний складник. Поява емісійних ліній зумовлена переходами зв'язаних електронів на нижчі енергетичні рівні атомів/йонів (заборонені лінії — при переходах із метастабільних рівнів, а рекомбінаційні — в основному, внаслідок рекомбінацій, завдяки яким в умовах сильної дилуції випромінювання та низької густини газу на верхніх енергетичних рівнях з'являються електрони з наступним їх каскадним переходом на нижчі енергетичні рівні). Неперервний складник зумовлений, в основному, вільно-зв'язаними та вільно-вільними переходами в небулярному газі, а також випромінюванням фотосфери ядра ПТ, якщо останнє попадає в апертуру спектрографа.

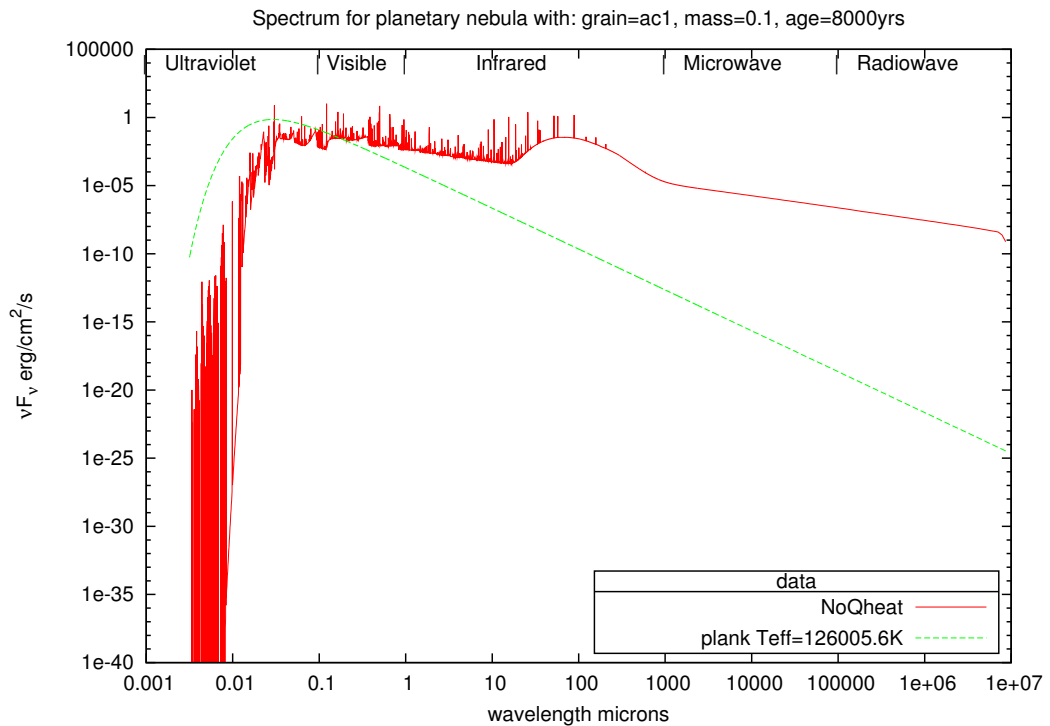
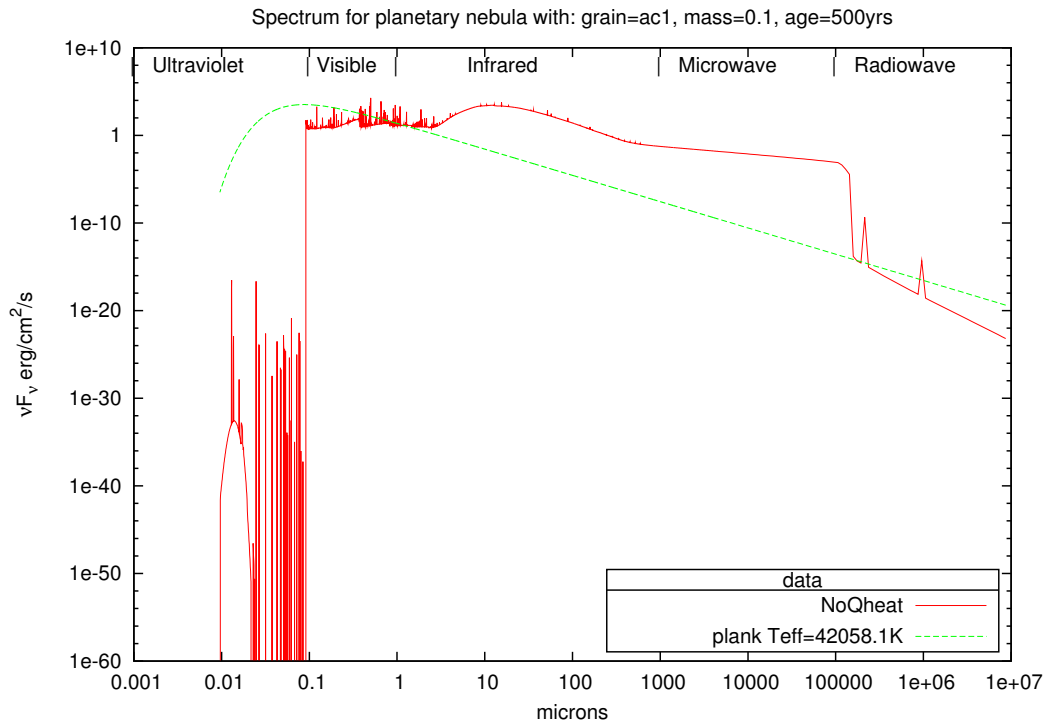


Рис. 3. Зі старінням планетарної туманності відбувається перерозподіл інтенсивності з довгохвильової області спектра в короткохвильову.

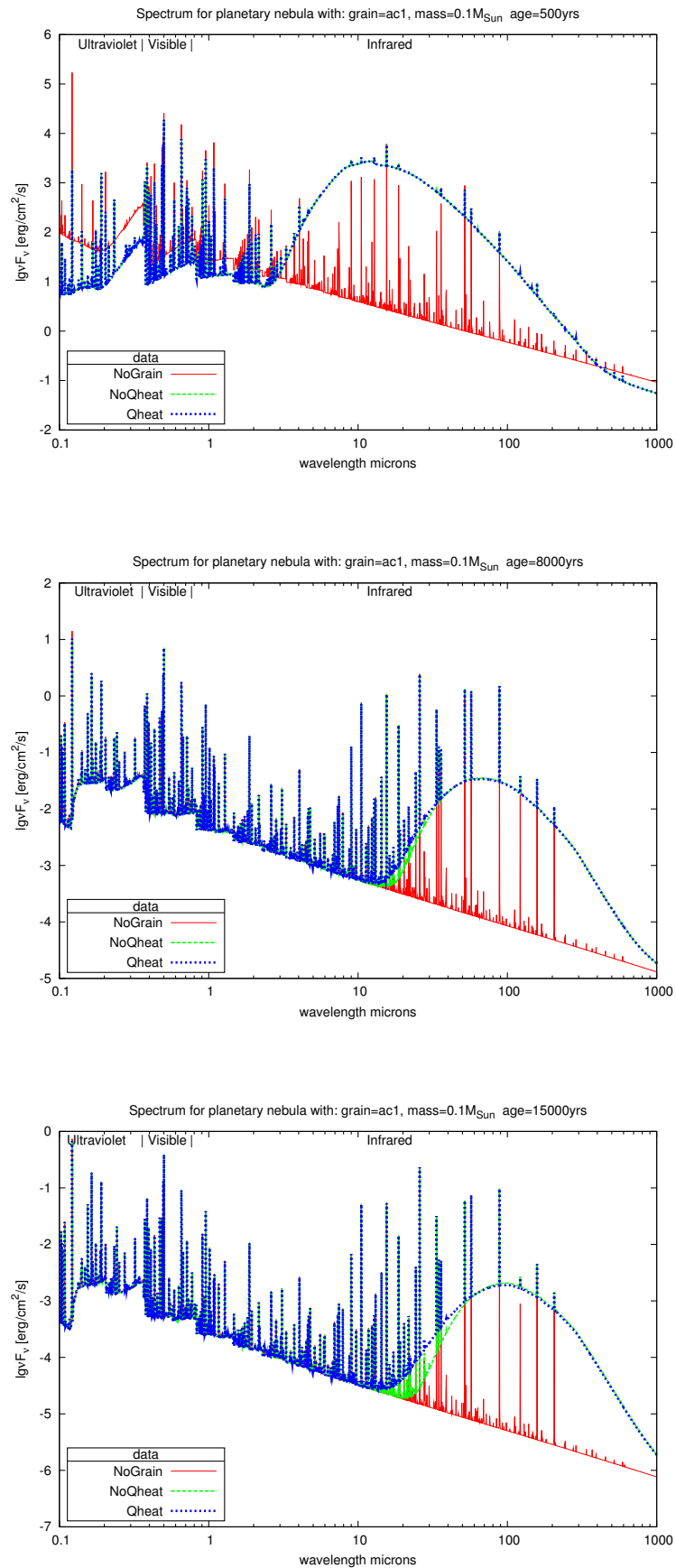


Рис. 4. Зміна спектра ПТ залежно від віку для карбонатного типу пилу.

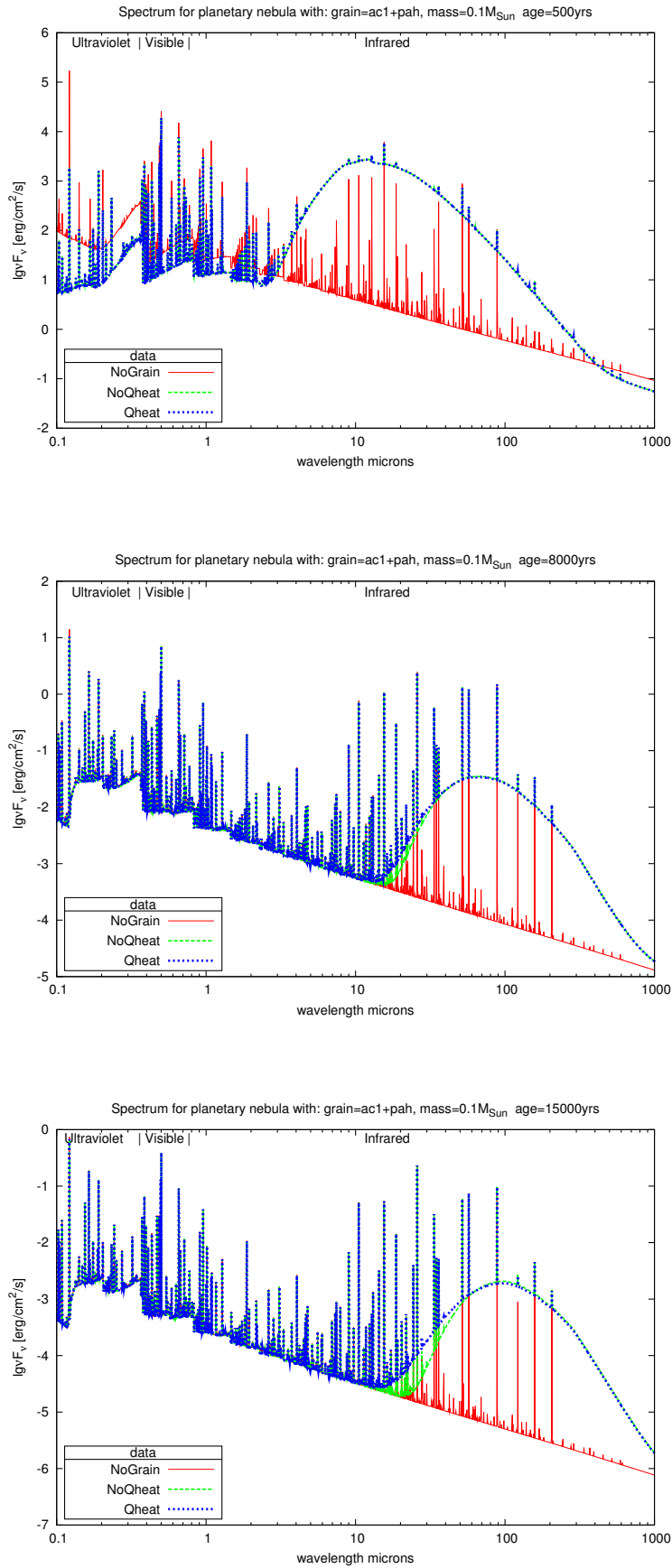


Рис. 5. Зміна спектра ПТ залежно від віку для карбонатного пилу з домішками молекул ПАВ.

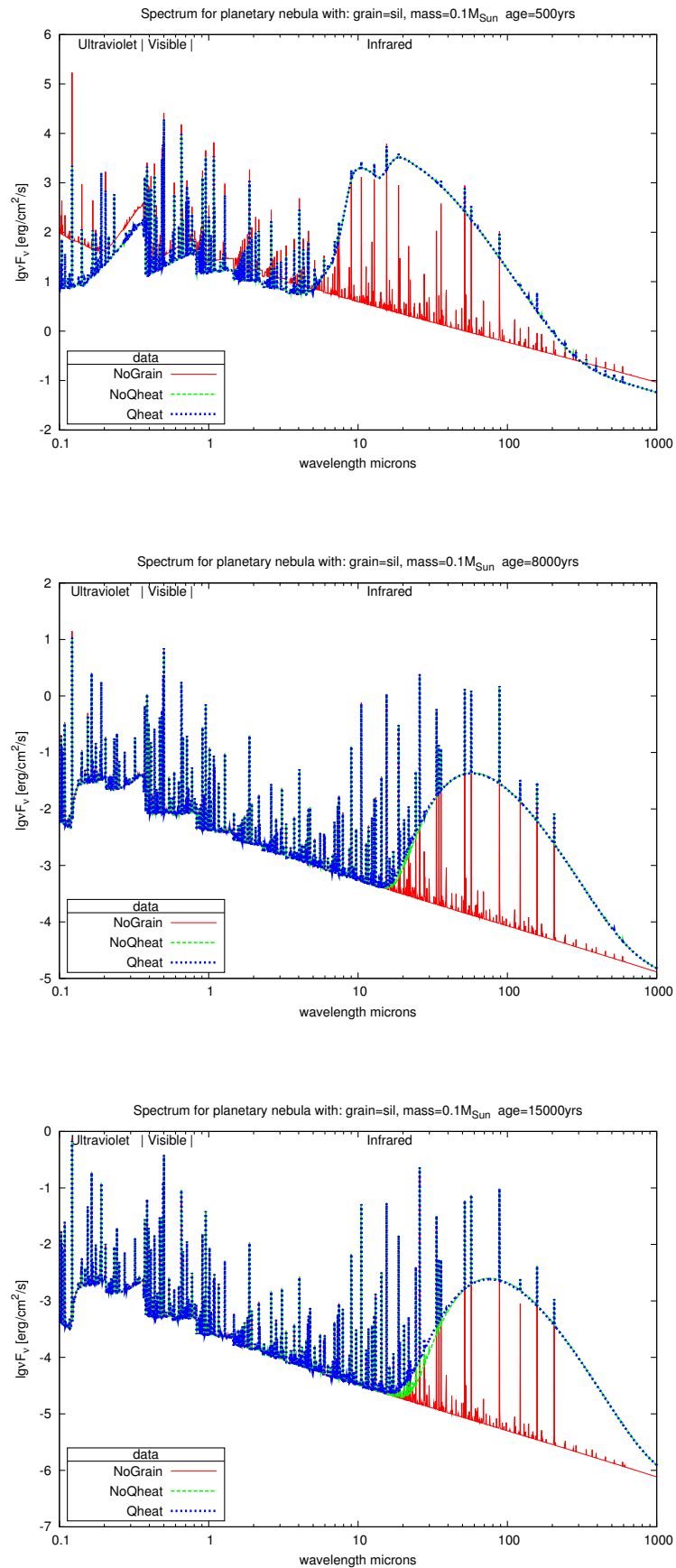


Рис. 6. Зміна спектра ПТ залежно від віку для силікатного типу пилу.

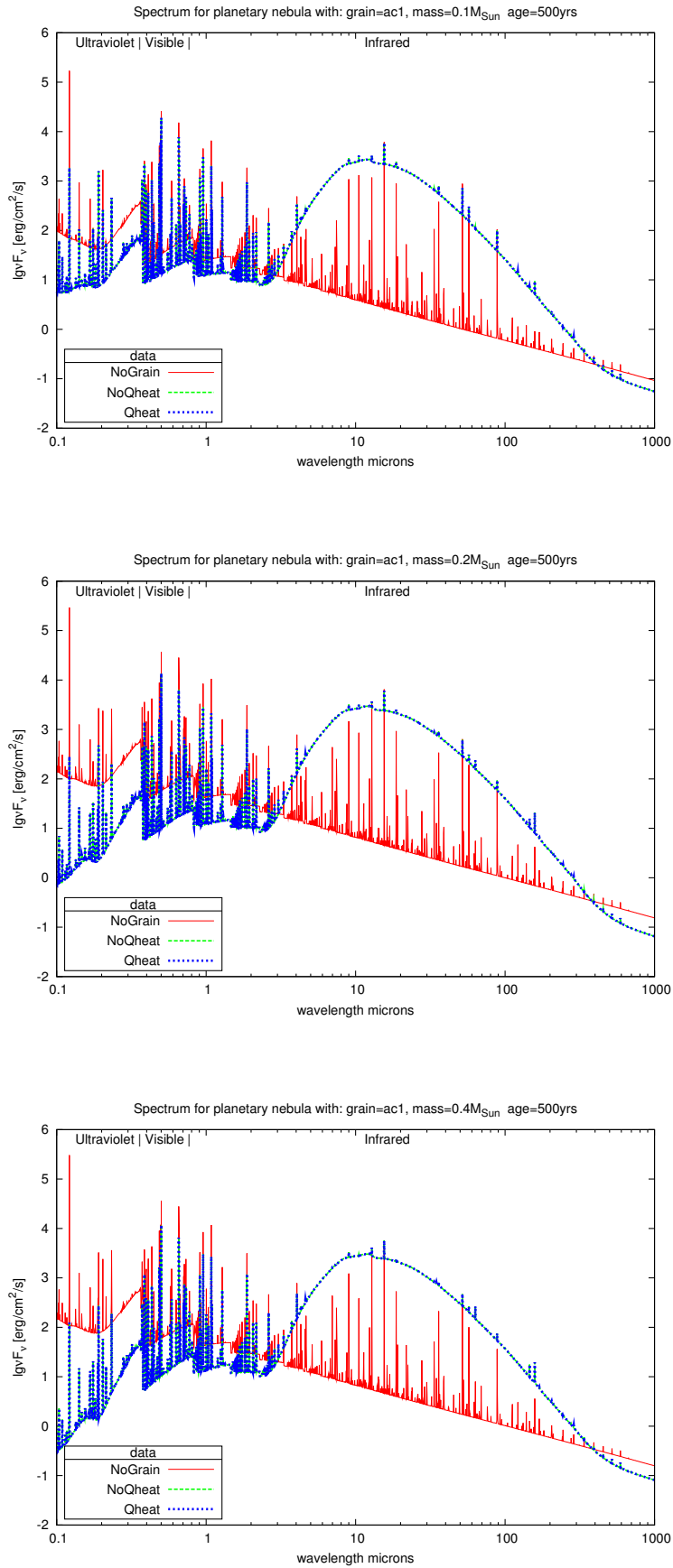


Рис. 7. Зміна спектра ПТ залежно від її маси для віку 500 років.

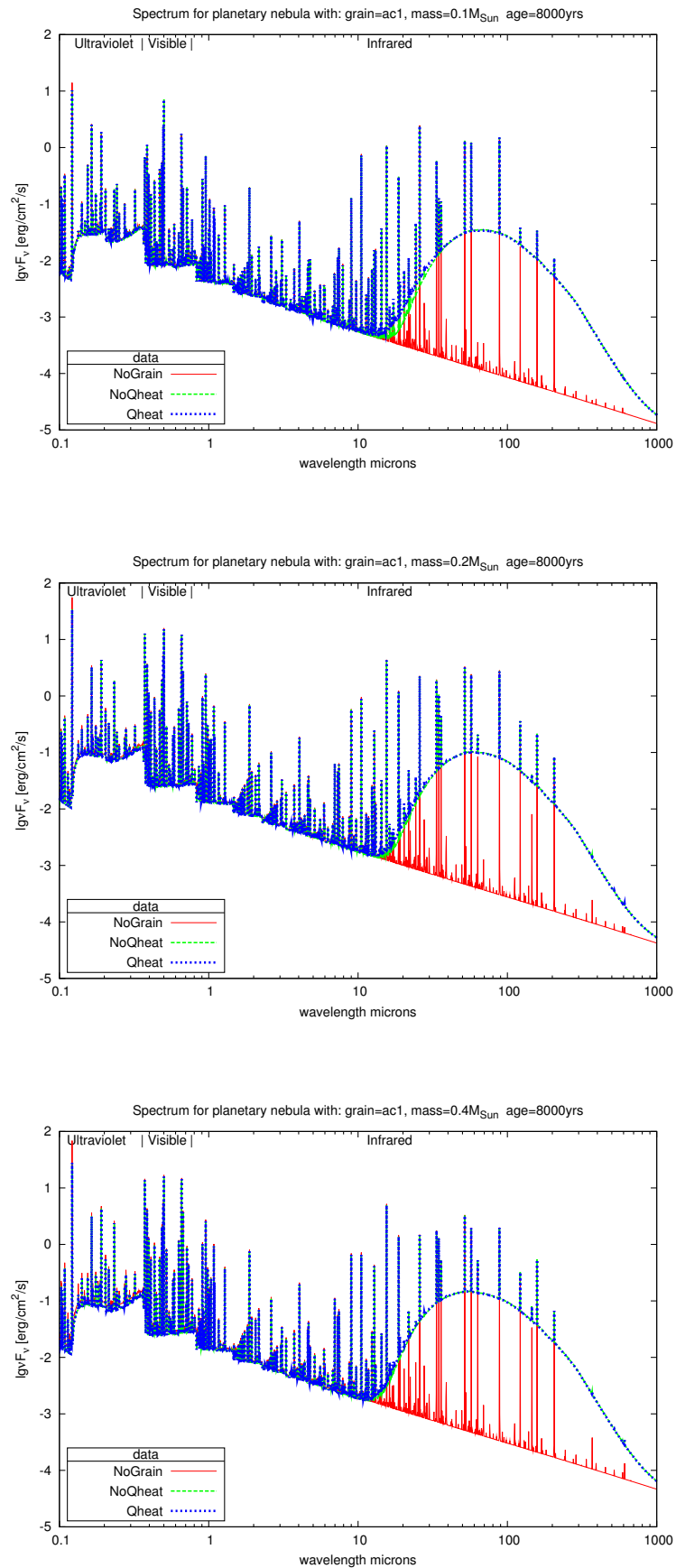


Рис. 8. Зміна спектра ПТ залежно від її маси для віку 8000 років.

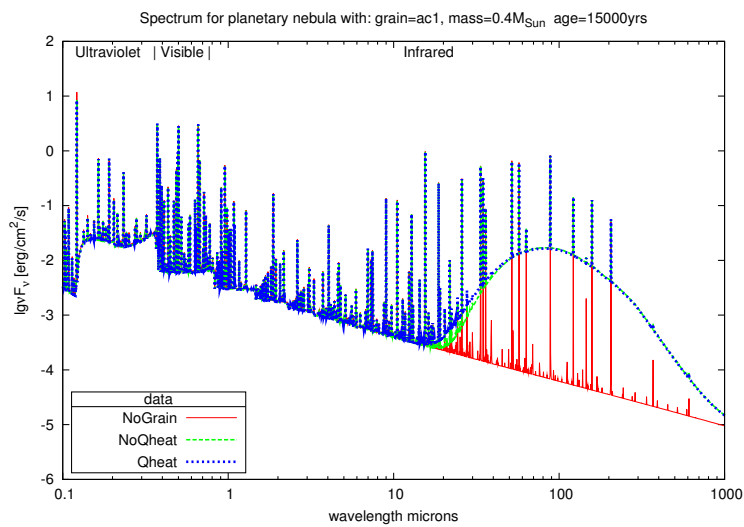
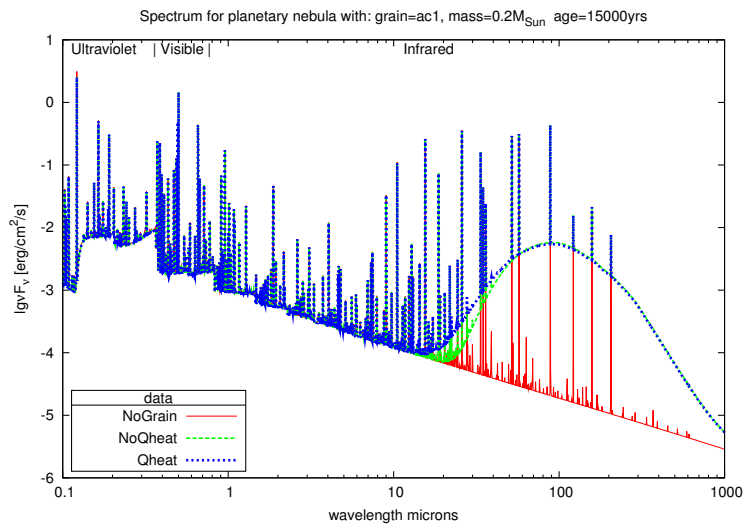
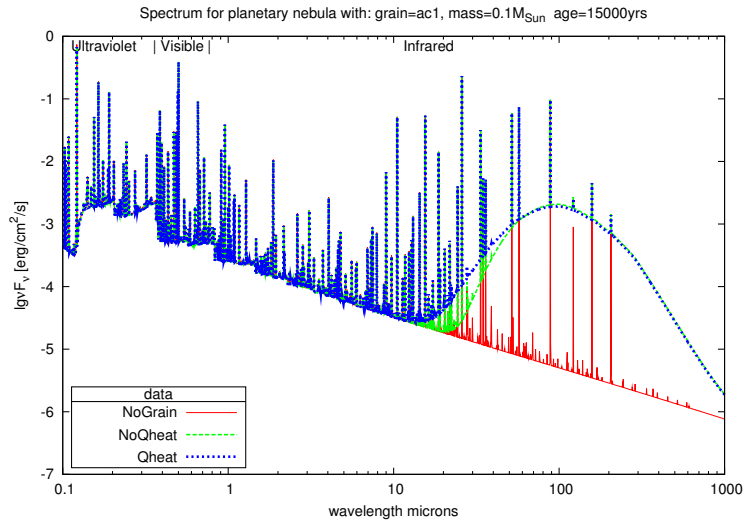


Рис. 9. Зміна спектра ПТ залежно від її маси для віку 15000 років.

Хімічний елемент	$\lg X/H^*$
He	-0.943
C	-3.301
N	-3.678
O	-3.357
Ne	-3.810
Na	-5.721
Mg	-5.795
Si	-5.000
S	-5.034
Cl	-6.770
Ar	-5.481
K	-6.921
Ca	-7.921

* Уміст елементів подано відносно вмісту водню в туманності.

Таблиця 1. Склад газової компоненти ПТ.

Тип пилу	$\Phi_1 10^{-3}$	$\Phi_2 10^{-3}$	$d_{\min}[\mu]$	$d_{\max}[\mu]$
силікатний	3.806	7.612	0.005	0.250
карбонатний	2.253	4.506	0.005	0.250
карбонатний+ rah	2.255	4.506	0.00043	0.00110

Таблиця 2. Склад і концентрація пилу в ПТ. Тут $d_{\min}[\mu]$ та $d_{\max}[\mu]$ — відповідно мінімальний та максимальний діаметри пилинок у мікронах у розподілі за розмірами.

Хімічний склад ми взяли зі спостережуваних даних, отриманих телескопом Спітцер [11] і програмою огляду неба на двох мікронах *2MASS* [12, 13]. Туманність із пиловим коконом в інфрачервоному діапазоні світиться континуумом (виникає “горб”) (рис. 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9). Концентрація пилу в наших моделях подана

в табл. 2. Цей континуум зумовлений перевипромінюванням низькоенергетичних квантів ($\nu < \nu_k$). Описується цей спектр законом Кірхгофа ($j_\nu(T) = k_\nu B_\nu(T)$), де $B_\nu(T)$ — функція Планка. Інтенсивність охолодження сферичної пилинки радіуса a :

$$J = \frac{n_D \pi a^2}{4\pi} \int_0^\infty Q_{\text{abs}} 4\pi B_\nu(T_D) d\nu. \quad (52)$$

Для довжин хвиль, $\lambda \gg a$, йонізуючого випромінювання коефіцієнт поглинання Q_{abs} можна наближено записати $Q_{\text{abs}} \propto \frac{1}{\lambda}$ [5]. Тоді температура пилу на відстані r від ядра ПТ для довжин хвиль йонізуючого випромінювання:

$$T_D \propto \left(\frac{L}{4\pi r^2 a} \right)^{1/4}, \quad (53)$$

L — світність ядра. Для прикладу, частинка з радіусом $a = 3 \cdot 10^{-5}$ см, яка перебуває на відстані $r = 3$ рс, матиме температуру $T_D \approx 100$ К.

V. ОПИС СІТКИ ФМС ГАЗОПИЛОВИХ ОБОЛОНОК ПТ

Для аналізу зміни модельного спектра оболонки ПТ за наявності пилу ми розраховували сітку ФМС галактичних ПТ з різними типами пилу. Моделі розраховано вздовж еволюційних треків ядер ПТ, розподіл енергії в спектрі йонізуючого випромінювання прийнято у планківському наближенні. Вважали, що швидкість розширення оболонки ПТ 20 km/s, і вона разом з віком визначала зовнішній радіус оболонки ПТ. У припущенні сталої густини внутрішній радіус туманності обчислювали за формулою [1]:

$$\frac{R_o - R_i}{2R_o} = 0.3, \quad (54)$$

тут R_o — зовнішній радіус ПТ, R_i — внутрішній радіус ПТ. Для кожної такої вибраної точки на еволюційному треці розраховували окрему сітку ФМС за такими вільними параметрами, як маса ПТ, вид та вміст пилу. Розглядали карбонний, силікатний та карбонний з домішкою (10%) молекул ПАВ. Хімічний склад газу приймали для всіх моделей однаковим, і він дорівнював середньому від складу оболонок ПТ нашої Галактики. Проаналізовано вплив пилу на емісійний спектр ПТ.

Фотойонізаційні моделі світіння були розраховані вздовж еволюційних треків ядер ПТ [14]. Ці треки відрізняються від інших тим, що вони обчислені для різних значень металічності.

Було прийнято, що час переходу з асимптотичної гілки гігантів (АГГ) до пост-АГГ, дорівнював нулеві, з метою прискорення розрахунку моделей, які за відсутності такого припущення не адекватні спостереженням [15].

Перші точки, з яких ми починали розрахунок сітки ФМС на згаданих еволюційних треках (нульовий час для сітки ФМС), вибирали за допомогою умови,

що ефективна температура центральної зорі становить 10000 К. Наступні точки виінтерпольовувались із кроком 500 років. У більшості моделей оболонка ПТ йонізується протягом перших 500 років.

Для Молочного Шляху (*MW*) брали треки з металічністю $Z = 0.016$. Хімічний склад газової компоненти оболонок ПТ як для Молочного Шляху був взятий з праці [6], у якій автор вивела його на основі копіїляції й усереднення вмісту елементів, отриманих із праць різних авторів.

Відношення маси пилу до маси газу [6]:

$$\Phi = \frac{m_d}{m_g}. \quad (55)$$

Загальна маса газу в ПТ дорівнює сумі мас окремих газових компонент:

$$m_g = m_H n_H + m_{He} n_{He} + m_C n_C + m_N n_N + m_O n_O + \dots \quad (56)$$

Основну частину газу в туманності становлять водень і гелій ($n_{He} \approx 11\% n_H$). Тому масу газу в оболонці можна переписати у вигляді:

$$\begin{aligned} m_g &= m_H n_H + \frac{m_{He}}{m_H} m_H \frac{n_{He}}{n_H} n_H \\ &= m_H n_H (1 + 4 \cdot 0.11) = 1.44 m_H n_H. \end{aligned} \quad (57)$$

Маса пилу залежить від умісту елементів, які конденсуються в пилинки.

У випадку карбонного пилу для ПТ у праці [6] отримано такі оцінки концентрації карбону, що конденсується в пилинки:

$$n_C(MW) \approx 2.9 \cdot 10^{-4} n_H. \quad (58)$$

Відповідні маси пилу будуть:

$$\begin{aligned} m_d(C, MW) &= n_C(MW) m_C = 12 m_H 2.9 \cdot 10^{-4} n_H \\ &= 3.48 \cdot 10^{-3} m_H n_H. \end{aligned} \quad (59)$$

Отже, для карбонного пилу відношення мас пилу та газу будуть:

$$\Phi(C, MW) \approx 2.42 \cdot 10^{-3}. \quad (60)$$

Силікатний пил складніший, оскільки він може утворювати різні сполуки — такі, як форстерити (Mg_2SiO_4) та файліти (Fe_2SiO_4). За оцінками, зробленими у праці [6], маса силікатного пилу:

$$m_d(Si, MW) \approx 8.2 \cdot 10^{-6} n_H. \quad (61)$$

Атомна маса кремнію в цих двох способах зв'язку становить:

$$m_{Si} = m(Mg_2SiO_4 + Fe_2SiO_4) = 344 m_H. \quad (62)$$

Отже, у випадку силікатного пилу відношення мас пилу та газу будуть:

$$\Phi(C, MW) \approx 1.96 \cdot 10^{-3}. \quad (63)$$

Геометрія моделей — сферично-симетрична. Вважається, що густина туманності є однаковою в кожній точці оболонки. Під час розрахунку сітки ФМС ми задали три маси оболонки ПТ: 0.1, 0.2, 0.4 M_\odot відповідно.

Одним із завдань цих досліджень було порівняти фізичні характеристики моделей з пилом і без пилу. Як було вже сказано вище, у наших сітках ФМС закладено три типи пилу, залежно від того, якого хімічного елемента найбільше насинтезувала зоря. Для кожного віку розраховували моделі з різним типом пилу: 1) силікатний; 2) карбонатний; 3) карбонатний із молекулами ПАВ (поліароматичні вуглеводи — органічні сполуки, для яких характерна наявність у хімічній структурі двох і більше конденсованих бензольних кілець (рис. 1)).

Відношення пилу до газу в Галактиці (*MW*) разом із діапазонами розмірів пилинок (пилинки вважаються сферичними), прийнятими в нашому моделюванні, наведені в табл. 2. Залежно від фізичних умов у туманності для кожного типу пилу модель визначає для кожного сферичного шару розподіл пилинок за розмірами.

Сітку розраховували для різних умістів пилу щодо вмістів, заданих у табл. 2.

Відповідно до спостережень моделі, які містять карбонатний пил із молекулами ПАВ, концентрацію цих молекул ми задали в 10 раз меншу від концентрації вуглецю в цій моделі.

VI. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАННЯ

Для оцінки впливу наявності пилу на спектр ПТ ми розраховували, окрім вище згаданої сітки ФМС ПТ Галактики для різних сортів пилу, ще сітку ФМС без пилу.

У результаті отримано спектри ПТ для різних сортів пилу, різної концентрації і маси оболонки ПТ за наявності квантового нагрівання і при його відсутності. Пилова компонента при моделюванні ПТ необхідна для опису спостережуваного спектра. Моделі ПТ без пилу в інфрачервоному діапазоні не відтворюють спостережуваних даних. Це спричинено тим, що газ перебуває в атомарному стані й у такому середовищі ми бачимо лінійчастий спектр, зумовлений переходами між електронними рівнями та вільно-зв'язаними переходами. Спектр туманності, яка містить пил у частині інфрачервоної області, є неперервним і на рис. 3 має вигляд горба. Цей горб виникає через нагрів пилинок поглинанням та розсіянням на них квантів головно оптичного діапазону. Як було згадано вище, пил поглинає кванти, енергія яких є нижчою від енергії йонізації окремих атомів у пилинці, і перевищує в інфрачервоній частині спектра — у континуумі. На ультрафіолетову й видиму ділянку спектра пил сильно не впливає через малу концентрацію. Тут основний внесок дає газова оболонка, а саме, атоми водню, гелію і т. п. Зі старінням туманність нагрівається, її густина зменшується, і вона проіонізовується.

З віком, це викликає перерозподіл основної частини випромінювання з довгохвильової області в короткохвильову. На рис. 3 показано порівняння спектрів для моделі ПТ з вмістом амоній-карбонатного пилу й масою туманності 0.1 маси Сонця для віку 500 років і 8000 років.

Залежно від віку туманності горб зміщується в довгохвильову область (рис. 4, 5, 6). Це зумовлено зменшенням середньої електронної температури туманності з віком. На електронну температуру, з одного боку, впливає поле йонізуючого випромінювання зорі, яке змінюється з віком згідно з еволюційним треком, а з іншого — зменшення густини туманності з віком.

Із рис. 4, 5, 6, 7 для віку 500 років видно сильну відмінність між модельними спектрами з пилом (NoQheat, Qheat — ФМС без і, відповідно, з урахуванням квантового нагрівання) та без пилу (NoGrain) не тільки в ІЧ-діапазоні, але й в оптичному та ультрафіолетовому. Ця різниця зумовлена тим, що молода туманність ще не встигла повністю пройонізуватися, вона має газо-пиловий холодний кокон, який ефективно поглинає випромінювання як у лініях, так і в континуумі ультрафіолетового та оптичного діапазонів і перевипромінює поглинуту енергію в ІЧ-діапазоні.

Із розширенням туманність утрачає густину, що, своєю чергою, впливає на потік випромінювання в спектрі. Що старіша туманність, то менший потік її випромінювання (рис. 7, 8, 9).

На потік від оболонки ПТ впливає також її маса. Що масивніша туманність, то потік випромінювання більший. Пропорційність збільшення залежить від пройонізованості оболонки туманності (рис. 7, 8, 9). Для старших моделей ПТ, наприклад 15000 років, коли всі типи оболонок (0.1, 0.2 і 0.4 M_{\odot}) уже встиг-

ли повністю пройонізуватися, потік випромінювання збільшується рівномірно залежно від збільшення маси туманності.

Отже, наявність пилу сильно впливає на інфрачервоний спектр. Оптичний спектр теж відчуває наявність пилинок, особливо на ранніх етапах еволюції ПТ (див. рис. 7, 8, 9). Такий вплив головно проявляється на пониженні рівня континууму в моделях із пилом, на відносні ж інтенсивності випромінювання (щодо рівня континууму) в оптичних емісійних лініях він невеликий.

Під час діагностики світіння оболонок ПТ визначається, зокрема, така важлива фізична характеристика, як електронна температура в різних зонах йонізації. Найчастіше для обчислення електронної температури використовують діагностичні співвідношення між інтенсивностями авроральної та небулярних ліній O^{++} . Зрозуміло, що діагностичні методи дають одне значення на всю зону йонізації відповідного йона. Під час фотойонізаційного моделювання ми отримуємо розподіл електронної температури за об'ємом туманності. Знаходячи середнє значення цієї температури за об'ємом шляхом зваження за вмістом відповідного йона, ми отримуємо електронну температуру в зоні його світіння. Це середнє значення не є абсолютно еквівалентним до діагностичного. Однак воно має бути близьким до діагностичного, що відкриває шлях для порівняння спостережуваних (отриманих діагностикою спектрів реальних ПТ) та теоретичних електронних температур $Te(OII)$, $Te(OIII)$ від віку туманності, отримані з результатів розрахунку нашої сітки ФМС ПТ.

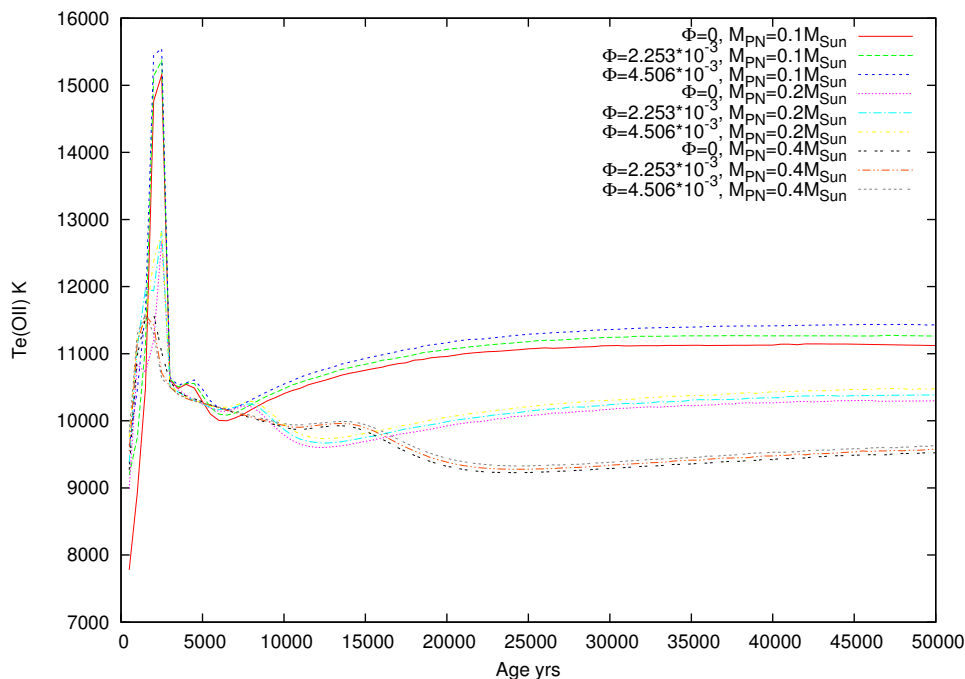


Рис. 10. Залежність середніх значень модельної електронної температури $Te(OII)$ від віку туманності. Докладне пояснення — у тексті.

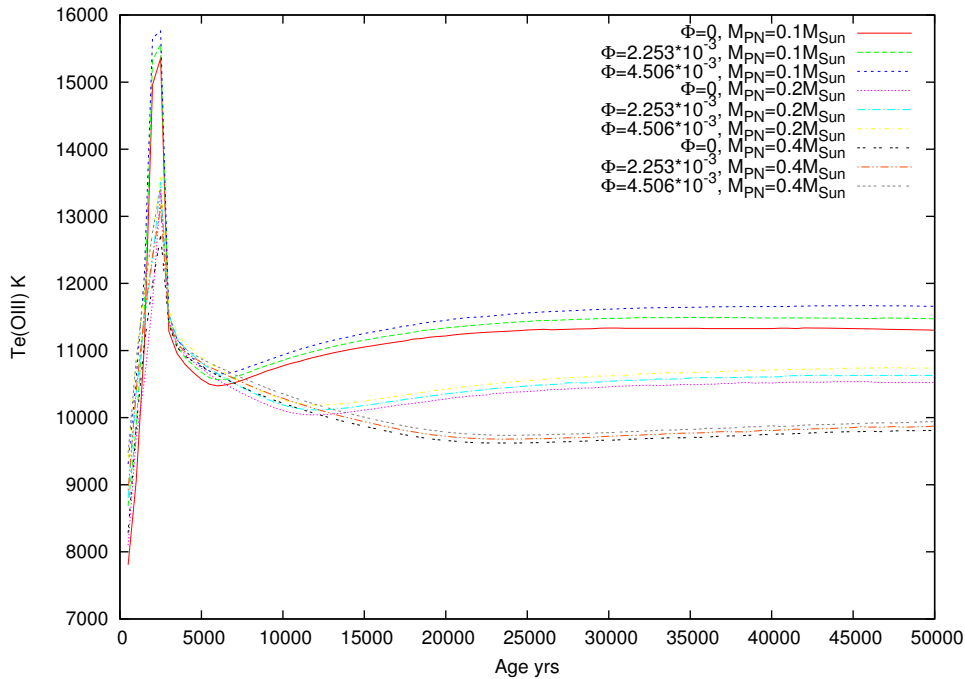


Рис. 11. Залежність середніх значень модельної електронної температури $T_e(\text{OIII})$ від віку туманності. Докладне пояснення — у тексті.

Як видно з цих рисунків, чітко розділяються дані, отримані для різних мас оболонок ПТ. Ми наводимо дані тільки за результатами моделювання з урахуванням квантового нагрівання та для моделей з одним сортом пилу (карбонатний), оскільки нехтування квантовим нагріванням та перехід до інших сортів пилу не впливає на отримані залежності для згаданих вище електронних температур. Суттєві зміни значень електронних температур спостерігаємо при віці туманностей до 25000 років. Температури $T_e(\text{OII})$, $T_e(\text{OIII})$ старших туманностей змінюються дуже повільно (залежності виходять на “плато”) до величини прийнятого граничного віку для моделювання (50000 років). Причому температура “плато” буде тим менша, чим масивніша оболонка туманності. З віком оболонка туманності віддаляється від ядра ПТ, тому потік йонізуючого випромінювання на внутрішній межі туманності зменшується. Це призводить до зменшення фотойонізацій у туманності, що мало б спричинити зменшення електронної температури з віком. Однак із розширенням також зменшується густина оболонки ПТ, що приводить до зменшення непрозорості туманності, унаслідок чого область йонізації й електронна температура зростають. Наявність “плато” у випадку старих ПТ вказує на встановлення балансу між цими двома чинниками. Звичайно, через зменшення густини зменшуватиметься потік у діагностичних емісійних лініях, але їх відношення мало б змінюватися досить повільно з віком. Наявність “плато” та чітке

розділення “плато” для різних мас туманностей укаже на можливість визначення маси оболонки старої ПТ (вік понад 25 тис. років) за електронною температурою. У наших майбутніх роботах ми плануємо перевірити наявність “плато” для складних розподілів густини.

Уміст пилу теж впливає на електронну температуру газу, однак він дає вторинний внесок у відмінності між результатами. З рисунків 10, 11 видно, що $T_e(\text{OII})$, $T_e(\text{OIII})$ при однаковій масі оболонки ПТ вищі у випадку більшого вмісту пилу. Найбільші відмінності не перевищують 500K. Таке невелике, але все ж збільшення температури в моделях із пилом свідчить, що фотоелектронна емісія з пилинок, яка дає внесок у нагрів газу, відіграє домінуючу роль над іншими процесами взаємодії газу та пилу (збільшення непрозорості середовища для йонізуючого випромінювання зі збільшенням умісту пилу; зіткнення газу та пилинок), які роблять внесок у нагрів пилу та охолодження газу.

Описану сітку ФМС оболонок ПТ з наявністю пилу ми плануємо використати як прототип у наших наступних працях для виведення закону розподілу густини речовини (газ+пил) у цих об’єктах шляхом перевірки адекватності моделей за результатами порівняння модельних діаграм “колір-колір” в ІЧ-діапазоні з відповідними спостережуваними даними, отриманими на космічному телескопі *Spitzer*.

- [1] R. Szczerba, *Astron. Astrophys.*, **181**, 365 (1987).
 [2] J. E. Hansen, L. D. Travis, *Light scattering in planetary atmospheres* (Goddard Institute for Space Studies, New York, 1974).
 [3] P. A. M. van Hoof, Ph. D. thesis (Rijksuniversiteit Groningen, 1997).
 [4] G. J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report. 200, 2008), <http://www.nublado.org>
 [5] D. E. Osterbrock, G. J. Ferland, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. 2-nd Ed.* (University science books Sausalito, California, 2006).
 [6] A. Karska, *Praca magisterska na kierunku astronomia* (Toruń, 2009).
 [7] P. van Hoof, *Using the grain code in Cloudy*, svn.nublado.org/cloudy/trunk/docs/vanhoof_grain_model.pdf.
 [8] P. Guhathakurta, B. T. Draine, *Astrophys. J.* **345**, 230 (1989).
 [9] J. E. Hansen, *J. Atmospheric Sci.* **28**, 1400 (1971).
 [10] С. І. Мудрий, *Фізика кластерів і наносистем* (ЛНУ імені Івана Франка, Львів, у друці).
 [11] SSC, Spitzer space telescope multiband imaging photometer for spitzer (mips) data handbook version 3.3. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/> (2007).
 [12] M. F. Skrutskie *et al.*, *Astronom. J.* **131**, 1163 (2006).
 [13] M. Meixner *et al.*, *Astronom. J.* **132**, 2268 (2006).
 [14] E. Vassiliadis, P. R. Wood, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 125 (1994).
 [15] R. Tylenka, G. Stasinska, *Astron. Astrophys.* **228**, 897 (1994).
 [16] В. В. Головатый, В. И. Дмитерко, Ю. Ф. Мальков, О. В. Рокач, *Астрон. журн.* **70**, 691 (1993).

PHOTOIONIZATION MODELLING OF PLANETARY NEBULAE WITH THE DUST GRAINS PRESENCE. I. THE IMPACT OF THE GRAIN PRESENCE ON THE EMISSION SPECTRUM

B. Ya. Melekh¹, A. R. Kuzmak²

¹*Department for Astrophysics, Ivan Franko National University of Lviv
8, Kyrylo and Mefodiy St., Lviv, UA-79005, Ukraine,*

²*Department for Theoretical Physics, Ivan Franko National University of Lviv,
12, Drahomanov St., Lviv, UA-79005, Ukraine*

The review of the theoretical basis for photoionization modelling of the planetary nebulae (PNe) envelopes in the presence of grains is given. The photoionization models (PhM) grid for the Milky Way (MW) PNe was calculated along the evolutionary tracks of their central stars in the assumption of the black body ionizing spectrum shape. The outer radius was calculated as a function of the age and expansive velocity of the PN envelope. The inner radius was calculated in the assumption of constant density over volume in PNe envelopes [R. Szczerba, *Astron. Astrophys.* **181**, 365 (1987)]. For each selected point at the evolution track the subgrid of PhM was calculated for the following free parameters: PNe envelope mass as well as the kind and abundance of grains. We used the following kinds of grains during PhM calculations: carbonaceous grains, silicate grains, and carbonaceous grains with molecules of polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) (10%). The relative chemical abundance (A/H) of the gas was assumed the same over nebular volume for all grid models and it corresponds to the averaged one for PNe in MW. The impact of the grain presence on the model predicted spectrum of PNe was analyzed.