

librium vapor pressures above small clusters and nanoparticles, also known as the Kelvin (curvature) effect, which considerably restricts growth of freshly nucleated nanoparticles. Ions are capable, under certain conditions, of suppressing or even removing the barrier to nucleation in embryonic molecular clusters of water. But results of the theories are very uncertain so far.

Results of the observations of the nucleation and particles formation as well as the special CLOUD experiment results are reviewed and analyzed in the article. The molecular clusters and nuclei can not be observed by remote sensing techniques like sun-photometers, lidars or satellite instruments. The in-situ measurements of the nucleation concentration and particles growth rate are performed in the certain sites only. The observations and experiments revealed the important influence of the trace gases and organic molecules on the nucleation and particle growth rate. Sulphuric acid, ammonia, amines, and oxidised organics play a crucial role in nanoparticle formation in the atmosphere competing with ion-mediated mechanism. Saturation pressure of the sulphuric acid and organics vapors at the typical atmospheric conditions is much lower than for water vapor and at typical atmospheric concentration they are capable of suppressing the nucleation barrier. Nucleation with ions started earlier and run faster but the nucleus with sizes  $\geq 3$  nm more than 90 % of clusters are neutral. Ion-mediated mechanism can dominate when sulphuric acid and organic molecules concentration is low. But more observations in the different atmosphere layers and locations and experiments at different conditions is required to better understanding the ion-mediated nucleation in the atmosphere.

Nucleation contribution to the aerosol content and properties in the terrestrial atmosphere is also simulated by the special modules included to the regional and global models of the atmosphere and climate, e.g. GEOS-Chem and CAM5. Comparison of the simulation and observations has showed that in general the averaged model results are in good agreement with observational data at some sites but same biases were revealed at some sites too. It requires the further analysis and models developments. Also ion-mediated mechanism contribution was also estimated by the simulation not more than 10%.

Analysis of the observations and models results in the article showed that cosmic rays influencing the aerosol formation also influence the microphysical and optical properties of the particles. First of all particles size distribution is influenced by nucleation mechanism and relative content of the Aitken nuclei increases. Also sulphuric acid can influence the particle refractive index increasing the single-scattering albedo of the aerosols. Modern remote sense technique such as the AERONET sun-photometers can measure the spectral AOD and sky radiance with high accuracy and the reliable size distribution, refractive index and single-scattering albedo averaged over atmosphere column can be determined from that observations, but the AERONET inversion algorithm has to be developed to obtain the particles size finer than 50 nm.

**Key words:** cosmic rays, the terrestrial atmosphere, ionization, nucleation, aerosols.

УДК 524.8

В. Жданов, д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
О. Федорова, канд. фіз.-мат. наук,  
М. Хелашвілі, студ.

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету ім. Тараса Шевченка, Київ

## ФОРМА МІКРОЛІНЗОВАНОЇ ЛІНІЇ ВІД АКРЕЦІЙНОГО ДИСКУ В МОДЕЛІ ЛІНІЙНОЇ КАУСТИКИ

Форма спектральних ліній типу флуоресцентної Fe K $\alpha$  в рентгенівському випромінюванні активних ядер галактик (АЯГ) відображає характеристики центральних частин цих об'єктів. Ці лінії можуть формуватися в акреційних дисках навколо надмасивних чорних дір у центрах АЯГ. Якщо ж зазначене АЯГ є джерелом випромінювання у складі гравітаційно-лінзової системи, де присутні процеси мікролінзування, то профіль лінії несе важливу інформацію не тільки про параметри диску, але й про параметри гравітаційно-лінзової системи. У статті проведено моделювання мікролінзованих профілів спектральних ліній, що формуються в акреційних дисках АЯГ. Розрахунки здійснено у наближенні лінійної каустики. Часова залежність профілю лінії визначається кутом нахилу каустики до осі диску, що дає принципову змогу оцінити орієнтацію каустики.

**Ключові слова:** гравітаційне мікролінзування, релятивістські профілі спектральних ліній, активні ядра галактик.

**Вступ.** Рентгенівське випромінювання активних ядер галактик (АЯГ) іде від центральної частини, найближчої до "центральної машини" – так у літературі часто називають зону, найближчу до центральної чорної діри АЯГ, де розташовані акреційний диск і газо-пиловий тор. Над диском може розміщуватися гаряча корона, випромінювання якої відбивається від диску та тору і, зокрема, породжує флуоресцентні лінії. Якщо зазначене АЯГ належить до гравітаційно-лінзової системи [1–3], де присутні процеси мікролінзування, то ці лінії також зазнають його впливу, який у цьому випадку виявляє себе у спотворенні їхніх профілів [1].

Люмінесцентні лінії заліза (Fe K) та інших елементів (наприклад кобальту або нікелю) у спостережуваних спектрах зустрічаються як вузькі, так і широкі, або навіть у комбінаціях. "Вузький" варіант зазвичай має ширину порядку сотень км/с, принаймні, до 1000 км/с. Вузькі лінії виникають досить далеко від центральної зони, у газо-пиловому торі (змінність таких ліній повільна), або в далеких від центру ділянках акреційного диску. Лінії, що виникають у внутрішніх ділянках акреційного диску, завдяки суттєвому впливу як ефекту Доплера, так і гравітаційного червоного зміщення у гравітаційному полі центральної чорної діри, мають сильно несиметричний профіль, витягнутий у бік менших частот і більш пологий із цього боку. З боку більших частот профіль лінії різкіший та інтенсивніший [4].

На параметри спостережуваної лінії впливають спін чорної діри та нахил акреційного диску, що надає змогу визначати характеристики цієї системи. Для цього необхідно мати досить чіткі профілі ліній, що не завжди має місце. Необхідно також зауважити, що процедура розв'язання оберненої задачі визначення характеристик АЯГ спирається на певні модельні уявлення щодо форми диску, метрики простору часу, а також щодо розподілу яскравості по диску. Більш повне та точне визначення потребує додаткової інформації.

Цю нестачу інформації певною мірою можна компенсувати, якщо джерело ліній є членом гравітаційно-лінзової системи. Таких об'єктів небагато, але вони є. Наприклад, процеси мікролінзування спостерігалися в АЯГ PKS 1830-211 [5], B0218+357 [6], RX J1131-1231 і HE 1104-1805 [7], Q2237+0305 [8] та ін. Гравітаційно-лінзова система є природним телескопом, що дозволяє "роздивитися" дрібні деталі джерела. Це неможливо зробити іншими методами на сучасному рівні роздільної здатності оптичних телескопів.

У статті ми моделюємо ефект спотворення профілю емісійних ліній із релятивістським профілем внаслідок впливу гравітаційного мікролінзування, для різних положень каустики гравітаційної мікролінзи щодо акреційного диску, із використанням наближення лінійної каустики.

**Постановка задачі.** Каустики мікролінзування підсилюють певні елементи диску, що завдяки ефекту Доплера та різному напрямку швидкостей приводить до неоднорідного підсилення різних ділянок спектру. Завдяки таким деформаціям, які будуть змінними в часі внаслідок відносного руху джерела та лінзи, можна отримати додаткові дані щодо розподілу яскравості по диску й орієнтації каустики щод акреційного диску.

Розглянемо модель тонкого акреційного диску, коли траєкторія елемента диску – це колова орбіта у площині диску.

На рис. 1 показано порівняння форми лінії в моделі тонкого акреційного диску, розрахованої для випадку гравітаційного поля Шварцшильда з урахуванням ефектів загальної теорії відносності, та з урахуванням лише спеціально-релятивістських ефектів. Як видно, уже для не дуже далеких від центру орбіт на відстані кількох радіусів Шварцшильда  $r_g$  вплив ефектів загальної теорії відносності є досить слабким. З огляду на це, як перший крок, для спрощення розрахунків будемо враховувати лише спеціально-релятивістські ефекти. Вплив гравітації у цьому наближенні виявляє себе лише через розподіл швидкостей колових орбіт.

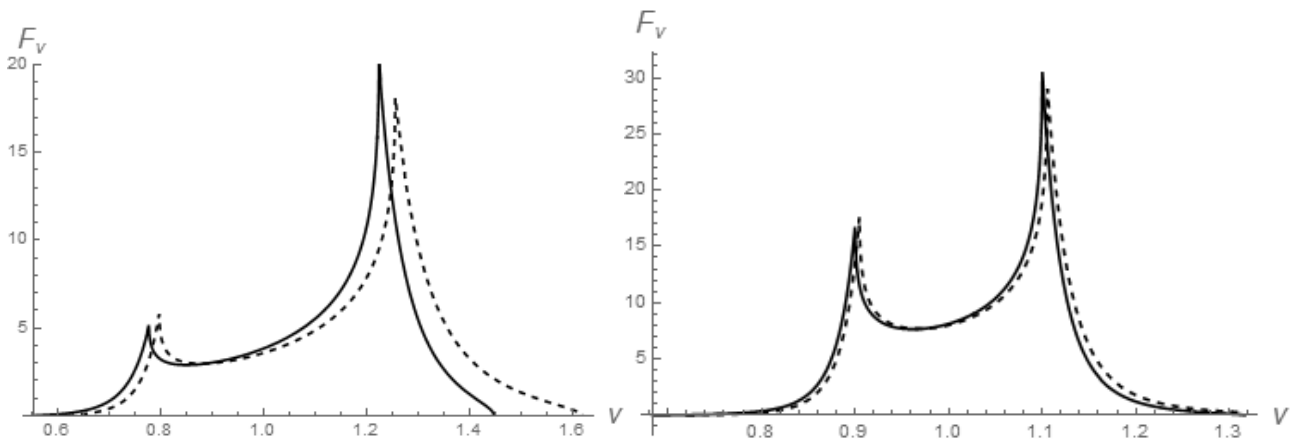


Рис. 1. Порівняння спеціально-релятивістського (пунктир) та загально-релятивістського (суцільна лінія) деформованого профіля тонкої лінії з однорідним розподілом інтенсивності по колу із внутрішнім радіусом  $R_{\min}$  та зовнішнім  $R_{\max}$ . Ліворуч –  $R_{\min} = 5r_g$ ,  $R_{\max} = 20r_g$ , праворуч –  $R_{\min} = 10r_g$ ,  $R_{\max} = 100r_g$ .

Розглянемо систему координат, пов'язану з диском, з ортами  $\mathbf{e}_x = (1, 0, 0)$ ,  $\mathbf{e}_y = (0, 1, 0)$  та  $\mathbf{e}_z = (0, 0, 1)$  – напрямком осі диска. Вектор колової швидкості напрямлений по осі апікат  $\Omega = f(r)\mathbf{e}_z$ , причому будемо вважати, що функція  $V(r) = r f(r)$  – монотонно спадна,  $r$  – радіус у циліндричних координатах. Швидкість частинки на відстані  $r$  від осі обертання  $\mathbf{V}_p = [\Omega \times \mathbf{r}] = f(r)[\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}]$ ; чотиришвидкість  $U_p^\mu = \left[ 1 - (\mathbf{V}_p / c)^2 \right]^{-1/2} \{1, \mathbf{V}_p / c\}$ .

Далі вважаємо, що всі частинки диску, зосереджені в площині  $z = 0$ , випромінюють у нескінченно тонку лінію з частотою  $\Omega_0$  (у власній системі). Нехай напрямком на спостерігача, що розміщений на нескінченності, є  $\mathbf{e}_\infty = (\sin \vartheta, 0, \cos \vartheta)$ ,  $\vartheta$  – кут між напрямком на спостерігача та віссю обертання. Якщо в системі елемента середовища з положенням  $\mathbf{r} = r(\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$  власна частота випромінювання є  $\nu_0$ , то частота випромінювання, що приймає спостерігач у напрямку  $\mathbf{e}_\infty$  із чотиришвидкістю  $U_{\text{obs}}^\mu = \{1, 0, 0, 0\}$ , буде

$$\nu = \nu_0 \Lambda(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\Lambda(\mathbf{r}) \equiv \Lambda(r, \varphi) = \frac{\sqrt{1 - (V(r)/c)^2}}{1 + V(r) \sin \varphi \sin \vartheta / c}. \quad (2)$$

Розподіл інтенсивності випромінювання в локальній системі елемента диску вважаємо ізотропним; це природне припущення, якщо немає інших полів, які можуть впливати на характер випромінювання. Число фотонів, випромінених одиничним об'ємом за одиницю часу  $F_{\text{disk}}(r) = \frac{dN}{dt dV}$ , є інваріантом, що за припущенням залежить лише від відстані  $r$  від центру; воно визначається локальними умовами випромінювання, такими, як локальна густина випромінювачів, температура тощо. При перерахунку кутового розподілу в систему спостерігача слід урахувати спеціально-релятивістське фокусування (relativistic beaming)  $d\Omega' / d\Omega = (\nu / \nu')^2$ , а також зсув частоти згідно із (1). Внаслідок цього потік числа фотонів від усіх елементів диску, що дають внесок у лінію на частоті  $\Omega$ , вимірювану спостерігачем, пропорційний величині  $\Pi(\nu) = \int dr \int d\varphi [\nu - \nu_0 \Lambda(r, \varphi)] G(r) (\Lambda(r, \varphi))^2$ , де  $G(r) = r F_{\text{disk}}(r) / 4\pi$ .

При мікролінзуванні системою точкових мас, яка моделює розподіл зірок галактики-лінзи, лінії у площині джерела, де підсилення точкового джерела є нескінченним, утворюють сітку каустик. Для протяжного джерела підсилення буде скінченним, але може сягати значної величини. Типова сітка каустик містить так звані лінії збірки (регулярні лінії каустик) та точки каспів. Найімовірнішими в реальних гравітаційно-лінзових системах є події, коли джерело перетинає лінії збірки. При цьому виникає пара так званих критичних зображень, яскравість яких нескінченна в момент

перетину. Якщо джерело рухається в оберненому напрямку, то яскравість критичних зображень зростає до нескінченності, і після перетину збірки вони зникають. З якого боку каустики виникають критичні зображення – залежить від того, куди напрямлена кривина каустики. На невеликих ділянках каустики застосуємо так зване наближення лінійної каустики, для якого підсилення критичних зображень точкового джерела є  $K = A \theta(\varepsilon d_{\perp}) / \sqrt{\varepsilon d_{\perp}}$ , де  $\theta(x)$  – функція Хевісайда,  $d_{\perp}$  відстань від джерела до каустики на площині джерела, константу  $A$  називають силою каустики,  $\varepsilon = \pm 1$  залежно від напрямку кривини каустики.

Виберемо нову систему координат, з ортами

$$\mathbf{e}_{x'} = \mathbf{e}_{\infty} = (\sin \vartheta, 0, \cos \vartheta), \quad \mathbf{e}_{y'} = (0, 1, 0) = \mathbf{e}_y, \quad \mathbf{e}_{z'} = (-\cos \vartheta, 0, \sin \vartheta).$$

Тут  $\mathbf{e}_{x'}$  напрямлений на спостерігача,  $\mathbf{e}_{y'}, \mathbf{e}_{z'}$  утворюють площину джерела, що ортогональна до променя зору.

На площині джерела  $y' = r \sin \varphi$ ,  $z' = r(-\cos \varphi \cos \vartheta)$ . Відстань до каустики від проекції точки диску на площину джерела параметризуємо за допомогою кута  $\alpha$  таким чином, що

$$d_{\perp} = r \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha) - V_c t, \quad \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha) = \cos \varphi \cos \vartheta \sin \alpha - \sin \varphi \cos \alpha, \quad (3)$$

де  $V_c$  – швидкість руху каустики ортогонально собі. Ця швидкість невідома, тому далі, як це зазвичай роблять при розгляді подій мікролінзування, покладемо  $V_c = 1$ , тобто результуюча залежність від часу буде визначена з точністю до деякого коефіцієнта розтягнення. Далі розглянемо випадок  $\varepsilon = -1$ . У підсумку маємо рівняння

$$\Pi_{\varepsilon}(v, t) = A \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{2\pi} d\varphi \delta[v - v_0 \Lambda(r, \varphi)] G(r) (\Lambda(r, \varphi))^2 \frac{\theta[t - r \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha)]}{\sqrt{t - r \Psi(\varphi, \vartheta, \alpha)}}, \quad (4)$$

де  $\Psi(\varphi, \vartheta, \alpha)$  подано формулою (10), а  $\Lambda(r, \varphi)$  подано (2).

Функція  $\Pi_{\varepsilon}(v)$  прямо пов'язана з надлишком числа фотонів у спостережуваному спектрі під час мікролінзування. Легко переписати всі формули, перерахувавши число фотонів на їхню енергію. Надлишкову частину спектру можна визначити з порівняння спостережень під час події мікролінзування та поза неї.

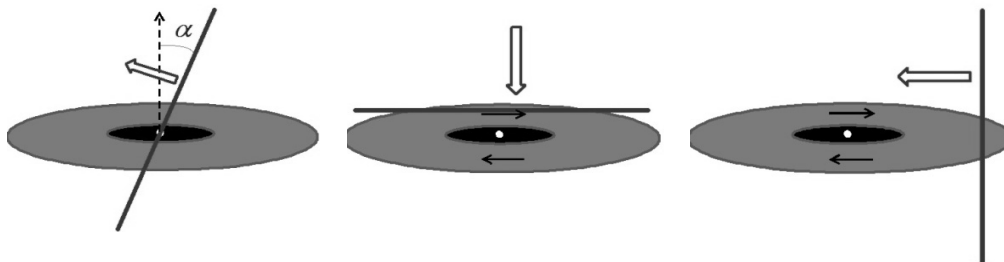


Рис. 2. Ліворуч – загальне положення проекції диску на площину зображень щодо каустики (жирна лінія), стрілка показує напрямок руху каустики. Ділянка попереду (по руху) каустики не має критичних зображень, що виникають позаду каустики. У центрі та праворуч – початок події мікролінзування; тонкі стрілки показують напрямок обертання диску

**Чисельне моделювання.** Залежність (4) було промодельовано для різних розподілів яскравості  $F_{\text{disk}}(r)$  по диску, що задовольняють умовам  $F_{\text{disk}}(R_{\min}) = F_{\text{disk}}(R_{\max}) = 0$ . Вигляд функції  $\Pi(v, t)$  сильно залежить від кута  $\alpha$  нахилу каустики до проекції осі диска на площину зображень. Це проілюстровано на рис. 3 для граничних випадків, коли каустика перпендикулярна до проекції осі диска на площину зображень (рис. 3, ліворуч,  $\alpha = \pi/2$ ), і коли вона паралельна до неї (рис. 3, праворуч,  $\alpha = 0$ ). Параметри моделі, що відповідають рис. 3, вибрано таким чином:  $V(r) = 0.1/\sqrt{r}$  ( $c = 1$ , відстані в одиницях  $r_g$ ),  $F_{\text{disk}}(r) = (r - R_{\max})(r - R_{\min})/r^5$ ,  $R_{\min} = 5$ ,  $R_{\max} = 20$ , сила каустики  $A = 1$ .

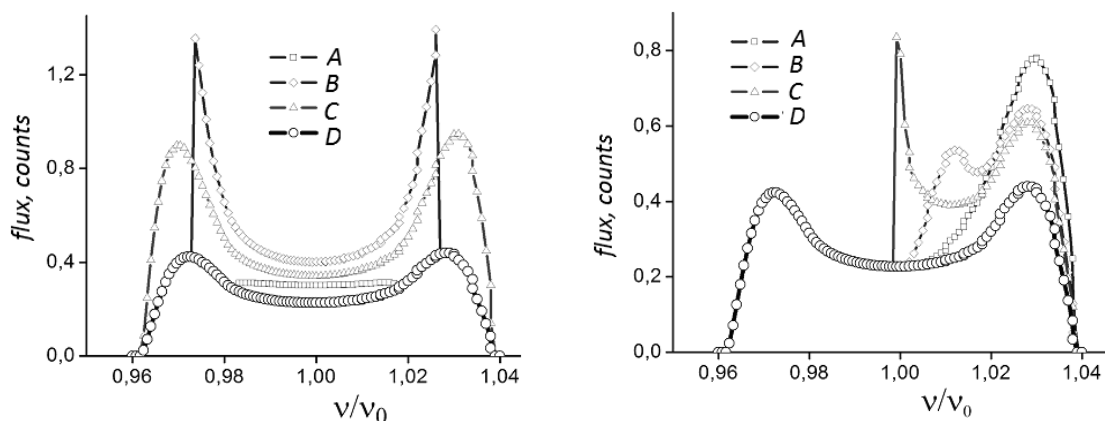


Рис. 3. Спотворення профілю лінії на початку події мікролінзування, коли каустика ще не доходить до центру зображення; відстані від каустики до центру  $R$  ( $A$ ) = 5,  $R$  ( $B$ ) = 2,  $R$  ( $C$ ) = 0; крива  $D$  відповідає неспотвореній лінії на обох рисунках. Рисунок ліворуч відповідає середньому рис. 2, коли каустика рухається згори; праворуч – відповідному рис. 2, коли каустика рухається справа наліво

На середньому рис. 2, що відповідає лівій панелі на рис. 3, каустика рухається згори і починає підсилювати середні ділянки лінії, що відповідають ділянці диску, що рухається перпендикулярно до променя зору. При цьому однаково підсилюються ділянки диску ліворуч та праворуч від центру і лінія є симетричною. На рис. 2 праворуч каустика рухається справа і починає підсилювати випромінювання від ділянок праворуч, що рухаються на спостерігача, тобто з більшою частотою на правому графіку рис. 3, тоді як ділянки лінії з  $v < v_0$  залишаються незбуреними. Таким чином, з'являється принципова можливість оцінювати орієнтацію каустики відносно диску в подіях мікролінзування. Як показують чисельні експерименти, відмінність профілів залежно від різних орієнтацій каустики особливо сильно виявляє себе в першій половині події мікролінзування, коли каустика ще не перетнула центр диску; причому ця обставина є типовою для різних залежностей  $F_{disk}(r)$ .

**Висновки.** У роботі проведено чисельне моделювання мікролінзованих профілів спектральних ліній, що формуються в акреційних дисках АЯГ навколо центральної чорної діри, за таких припущень: а) АЯГ є джерелом гравітаційно-лінзової системи і має спектральну лінію, яка є вузькою у власній системі; б) лінія формується у тонкому акреційному диску досить далеко від центральної маси, тому спостережувана форма лінії в системі спостерігача може бути розрахована у слабо-релятивістському випадку без урахування ефектів загальної теорії відносності; в) у системі мають місце процеси мікролінзування, які можна описати в наближенні лінійної каустики. Нами показано, що часова залежність профілю лінії у процесі мікролінзування суттєво визначається кутом нахилу каустики до диску. Ця обставина має місце для різних розподілів яскравості лінії по диску і цілком зрозуміла з якісних міркувань. У випадку достатньої точності у перспективі це дасть принципову змогу визначати орієнтацію каустики.

#### Список використаних джерел

1. Neronov A. Test of relativistic gravity using microlensing of relativistically broadened lines in gravitationally lensed quasars / A. Neronov, Ie.Vovk // Physical Review D. – 2016. – V. 93, Is. 2. – Id.023006.
2. Vovk Ie. Microlensing constraints on the size of the gamma-ray emission region in blazar B0218+357 / Ie. Vovk, A. Neronov // Astronomy & Astrophysics. – 2016. – V. 586. – Id.A150.
3. Gamma-Ray Flaring Activity from the Gravitationally Lensed Blazar PKS 1830-211 Observed by Fermi LAT / A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // Astrophys. Journ. – 2015, V. 799, is. 2. – Id. 143.
4. Ilıc D. Supermassive black holes & spectral emission lines / D. Ilıc, L.C. Popovic // Journ. of Physics. – 2014. – Conf. ser. 548. – Id. 012002.
5. ASCA Observation of the Lensed Blazar PKS 1830-211: An Implication of X-Ray Microlensing / T. Oshima, K. Mitsuda, N. Ota et al. // Astroph. Journ. – 2001. – V. 551 – P. 929–933.
6. Sitarek J. Variability of GeV gamma-ray emission in QSO B0218+357 due to microlensing on intermediate size structures / J. Sitarek, W. Bednarek // MNRAS. – 2016. – V. 459, is. 2. – P. 1959–1967.
7. X-ray Microlensing in RXJ1131–1231 and HE1104–1805 / G. Chartas, C.S. Kochanek, X. Dai et al. // Astroph. J. – 2009. – V. 693. – P. 174–185.
8. Microlensing variability in the gravitationally lensed quasar Q2237+0305 the Einstein Cross / A. Eigenbrod, F. Courbin, D. Sluse et al. // Astronomy & Astrophysics. – 2007. – V. 480. – Id. A3.

Надійшла до редколегії 27.04.18

Zhdanov V., Dr. Sci.,  
Fedorova E., Ph. D.,  
Khelashvili M., stud.  
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

## FORM OF A MICROLENSSED LINE FROM ACCRETION DISK IN THE LINEAR CAUSTIC APPROXIMATION

*The line profiles like that of the fluorescent Fe K or Co K lines in the X-ray spectra of the active galactic nuclei (AGN) reflect characteristics of the central regions of these objects. These lines can be formed in the accretion disks around central supermassive black holes and their shapes are connected with the central black hole spin and the accretion disk inclination angle to the line-of-the-sight. If an AGN is a source of a gravitational lens system with microlensing events, one can get an additional important information about both the accretion disk parameters and gravitational lens parameters as well. Microlensing processes were observed in such gravitational lens systems, as PKS 1830-211, B0218+357, RX J1131-1231 i HE1104-1805, Q2237+0305 and we can suspect to observe there also the spectral appearances of microlensing.*

*Here we performed the numerical simulations of the microlensed relativistic spectral line profiles formed in the AGN accretion disks. Using the linear caustic model we show that the time dependence of the profile is determined essentially by the angle between to the disk axis and the caustic. This gives us an opportunity to assess this orientation.*

*Microlens caustics magnify some parts of the accretion disk more prominently than others. Due to the Doppler effects and differences in the rotation direction this leads to the frequency-dependent magnification which distorts the profile of a relativistic spectral line. Such deformations are variable with time due to relative motions of the source and the microlens, and they can give us possibility to obtain some additional information about the disk brightness profile and caustic orientation relatively to the disk.*

*Here we consider the thin disk model, Schwarzschild black hole, and the linear caustic approximation as well. The numerical simulations of the relativistic emission line profiles distorted by strong gravitational microlensing effect were performed for several different orientations of the linear caustic relatively to the disk, as well as several inclinations of the disk to the line-of-the-sight. Basic presumptions for the numerical modeling were the following: (a) AGN is a source in the gravitational lens system and its inner parts the luminescent emission lines with relativistic profiles are being emitted; (b) this line is formed in the thin accretion disk quite far away from the central black hole and can be calculated with no taking into account the relativistic effects; (c) the caustic can be considered as a linear one.*

*We show that the relative orientation of the caustic and the disk can be determined from emission lines profiles. Our numerical simulations demonstrate that the difference between profiles corresponding to different caustic orientations appears to be more prominent during the first half of the strong microlensing event, namely, before the crossing the disk center, and this dependence is irrespective to the accretion disk brightness profile.*

*We show that for the spectral accuracy level high enough we have a perspective to determine the caustic orientation from the observational data.*

**Keywords:** gravitational microlensing, relativistic emission line profiles, active galactic nuclei.

В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
Е. Федорова, канд. физ.-мат. наук,  
М. Хелашвили, студ.  
Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Киев

## ФОРМА МИКРОЛИНЗИРОВАННОЙ ЛИНИИ ОТ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В МОДЕЛИ ЛИНЕЙНОЙ КАУСТИКИ

*Форма спектральных линий типа флуоресцентной Fe K $\alpha$  в рентгеновском излучении активных ядер галактик (АЯГ) отражает характеристики центральных областей этих объектов. Такие линии могут возникать в аккреционных дисках вокруг сверхмассивных черных дыр в центрах АЯГ. Если же данное АЯГ является источником излучения в составе гравитационно-линзової системи, где присутствуют процессы микролинзування, профиль линии несет важную информацию не только о параметрах диска, а и о параметрах гравитационно-линзової системи.*