АСТРОФИЗИКА

ТОМ 23 ДЕКАБРЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.6—735

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БАРСТЕРОВ

И. И. ЛАПИДУС, Р. А. СЮНЯЕВ, Л. Г. ТИТАРЧУК

Поступила 8 апреля 1985

Принята к печати 2 августа 1985

Проведены расчеты углового распределения и поляризации излучения барстеров. Показано, что аккреционный диск вокруг нейтронной звезды перехватывает и переизлучает 23% светимости барстера во время всплеска. В результате поток излучения от барстера во время всплеска сильно зависит от угла наклонения системы ($F_{max}/F_{min} \simeq \simeq 2.8$). Линейная поляризация излучения барстера во время всплеска достигает максимального значения $\approx 3.7\%$ в направлении, составляющем угол $\approx 72.^\circ 4$ с нормалью. В промежутке между всплесками стационарное рентгеновское излучение в основном обеспечивается пограничным слоем. Диск перерассеивает до 50% излучения погранслоя, что резко меняет направленность стационарного рентгеновского излучения системы. Степень поляризации излучения системы слабо зависит от угла наклонения системы и близка к 6%. Получены аналитические формулы для определения степени линейной поляризации излучения флуоресцентных К-линий тяжелых элементов, рождающегося во внешних областях аккреционных дисков.

1. *Введение.* Согласно общепринятой точке зрения барстеры — источники рентгеновских всплесков — представляют собой нейтронные звезды со слабым магнитным полем в двойных звездных системах. На нейтронную звезду идет дисковая аккреция. Вещество, попадающее на нейтронную звезду, растекается по ее поверхности. При накоплении поверхностной плотности порядка 10^9 г/см^2 происходит термоядерный взрыв, сопровождающийся мощной вспышкой рентгеновского излучения. Вспышка происходит на всей поверхности звезды, и излучение нейтронной звезды должно быть изотропно. В действительности геометрически тонкий аккреционный диск, простирающийся до самой поверхности нейтронной звезды (если пренебречь наличием сравнительно тонкого пограничного слоя), перехватывает и переизлучает 23% светимости барстера во время всплеска (см. раздел 2). Переизлучение происходит в основном в зоне с размерами в несколько радиусов нейтронной звезды. Аккреционный диск в этой зоне имеет согласно стандартной теории аккреции высокую температуру поверхности [1]. Теплоемкость вещества в диске очень мала и его темпера-

тура подстраивается под температуру излучения, поэтому спектр излучения всплеска, перерассеянного электронами диска, слабо отличается от первичного.

Поток излучения, рассеянного диском, характеризуется заметной направленностью, интенсивность максимальна в направлении нормали к его плоскости (рис. 1). Поэтому поток излучения, принимаемый от барстера во время всплеска, должен зависеть от угла наклонения системы i (рис. 2а).

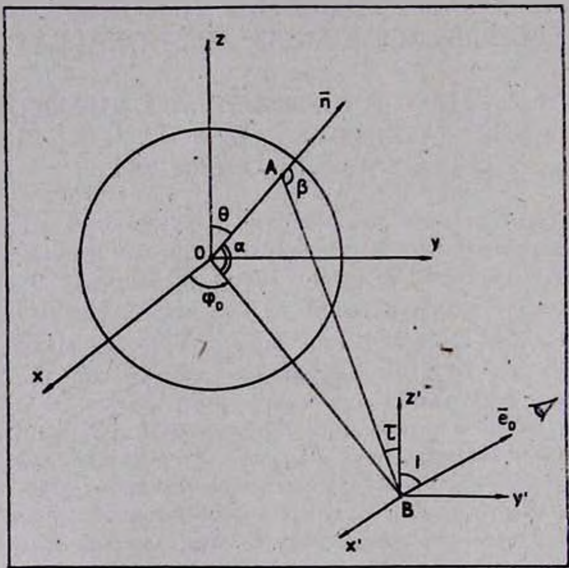

Рис. 1. Геометрия модели барстера. Аккреционный диск расположен в плоскости (XY). Единичный вектор направления на наблюдателя $\vec{e}_0$ лежит в плоскости (YZ).

Замечательно, что барстер, наблюдаемый под углом $i = 0$, дает поток, в 1.39 раза превышающий средний поток $L_x/4\pi D^2$, где L_x—светимость, а D—расстояние до барстера (раздел 3). При углах i, близких к 90°, наблюдаемый поток в два раза меньше среднего. Такую заметную угловую направленность необходимо учитывать при сравнении светимости барстера с критической эддингтоновской светимостью.

Угловое распределение излучения, рассеянного диском, было найдено решением уравнений переноса методом последовательных приближений по числу рассеяний (ряд Неймана, см. раздел 3 и формулы в работе [2]). Расчеты проводились для дисков с оптической полутолщей по томсоновскому рассеянию $\tau_T = 2$ и 4. Суммировались данные по 40 рассеяниям. На рис. 3 приведен вклад первых трех рассеяний в интегральное излучение диска, а также вклад диска в излучение всей системы. При расчетах предполагалось, что поверхность нейтронной звезды излучает как чисто электронная рассеивающая атмосфера, $I(\mu) \sim 1 + 2.06\,\mu$ [3, 4].

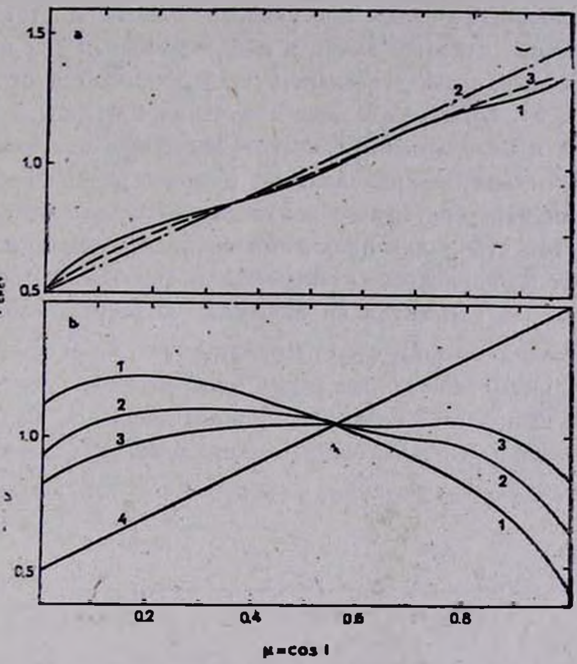

Рис. 2. Угловое распределение излучения барстера а) Во время всплеска. Поток от барстера нормирован на поток от изотропного излучающего источника той же светимости и находящегося на том же расстоянии. 1 — численный расчет для диска с оптической полутолщей $\tau_0 = 4$. 2 — упрощенная модель, в которой поверхности звезды и диска являются ламбертовскими источниками, влияние тени на диске не учтено. При этом $F_{сист.}(i) \sim (\cos i + 1/2)$. 3 — случай изотропной индикатрисы рассеяния в диске, тень учтена, для выходящего из диска излучения использовано аналитическое выражение через H-функцию [4]. б) Между всплесками. 1 — H/R = 0.05, 2 — H/R = = 0.1, 3 — H/R = 0.2. Кривые предполагают одинаковую полную светимость и одинаковое расстояние до источников. Собственным излучением диска пренебрегается.

Примененный метод позволил также найти степень поляризации излучения, рассеянного аккреционным диском. Степень линейной поляризации рентгеновского излучения системы «диск+видимая часть поверхности звезды» не зависит от длины волны и достигает максимума $p = 3.7\%$ при угле $i \simeq 72.°4$ (рис. 4). На достаточно низких энергиях $h\nu < 0.5$ кэВ вклад электронного рассеяния в непрозрачность становится сравнимым с вкладом тормозных процессов и поляризация начинает зависеть от энергии фотонов.

Между всплесками картина иная. При дисковой аккреции на нейтронную звезду половина всей энергии выделяется в узком пограничном слое, опоясывающем звезду, где скорость вещества из диска спадает от кеплеровской до скорости вращения поверхности звезды. В стандартном рентгеновском диапазоне главный вклад в наблюдаемый поток излучения дает пограничный слой, так как его спектр резко отличается от спектра излучения диска [5, 6]. Почти половина излучения погранслоя падает на поверхность диска и перерассеивается ею. Рассеянное излучение оказывается, естественно, сильно поляризованным. Угловое распределение и поляризация излучения барстера между всплесками (раздел 4) рассчитывались теми же методами, что и для излучения во время всплеска.

Фотоэффект на связанных электронах, находящихся на нижних уровнях атомов тяжелых элементов во внешних холодных областях дисков, приводит к появлению линий флуоресценции (K_α, K_β и других). Учет точной рэлеевской индикатрисы рассеяния дает возможность найти поляризацию в линии, выходящей из аккреционного диска. В разделе 5 приведены расчеты поляризации излучения, выходящего из поверхности диска в K_α-линии железа с учетом фотонов, не испытавших и испытавших одно рассеяние.

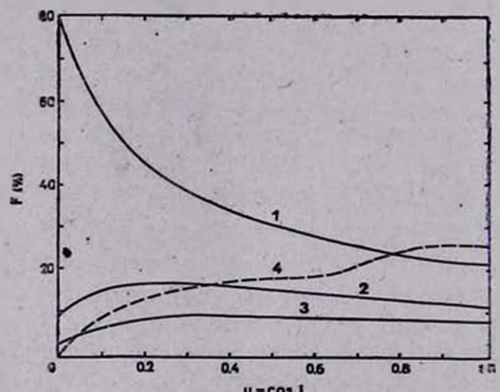

Рис. 3. Вклад трех рассеяний в интегральный поток излучения, выходящего из диска во время всплеска, в зависимости от угла наклонения системы. Расчет для диска с $\tau_0 = 4$. 1, 2, 3 — доля соответственно $k = 1$, 2 и 3 рассеяний $I_k(t)/\sum_{n=1}^{\infty} I_n(t)$. 4 — вклад диска в полный поток от системы $F_{\text{диск.}}(t)/F_{\text{диск.}}(t) + F^*(t))$.

2. *Излучение нейтронной звезды, перехватываемое аккреционным диском.* Пусть излучающей областью на нейтронной звезде радиуса R являются два кольца шириной H каждое, располагающиеся на ее поверхности симметрично по обе стороны диска (рис. 1). Случай $H \ll R$ отвечает

стационарному режиму, $H = R$ соответствует всплеску. Пусть поток с единицы излучающей поверхности в единицу телесного угла имеет вид ряда по степеням μ — косинуса угла между направлением выхода излучения и нормалью к поверхности

$$\frac{dF}{dSd\Omega} = I_0\mu\,(\alpha_1 + \alpha_2\mu + \alpha_3\mu^2 + \ldots). \tag{1}$$

Доля полного потока излучения звезды во все стороны F_{tot}, перехватываемая плоским, геометрически тонким диском со внутренней границей на ее поверхности (погранслой пренебрежимо тонок), равна

$$\frac{F_{\text{down}}}{F_{\text{tot}}} = \frac{G}{\cos\theta^*\left(\alpha_1\pi + \alpha_2\frac{2\pi}{3} + \ldots\right)}, \tag{2}$$

где

$$G = \alpha_1\frac{\pi}{2}\cos\theta^*\left(1 - \frac{1}{2}\cos\theta^*\right) +$$

$$+ \alpha_2\frac{2}{3}\left(\theta^*\cos\theta^* + \frac{2}{3} - \sin\theta^* + \frac{1}{3}\sin^3\theta^*\right) + \ldots$$

Тут $\theta^* = \arccos H/R$. При $H = R$ и ламбертовском законе излучения поверхности ($\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \ldots = 0$) $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 1/4$. Для закона излучения Чандрасекара—Соболева ($\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 2.06$) при $H = R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 0.228$, а при $H \ll R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 1/2 - 0.289\cdot(H/R) + 1.53\cdot 10^{-2}\cdot(H/R)^3 + O\,(H/R)^5$. Легко видеть, что при оценках в этом разложении можно ограничиться линейным по H/R членом даже при не очень малых H/R.

Использование более точного выражения для закона Чандрасекара—Соболева, получающегося построением интерполяционного полинома Лагранжа по 11 точкам по μ с интервалом 0.1 со значениями в этих точках из таблицы работы [4] дает при $H = R$ $F_{\text{down}}/F_{\text{tot}} = 0.2297$. Поток F_{down} набирается в основном в областях диска, близких к звезде. Численные оценки дают, что при $H = R$ вклад области $1 < \rho/R < 1.1$ равен $\simeq 13\%$, вклад области $1 < \rho/R < 1.5$ составляет $\approx 40\%$, области $1 < \rho/R < 2.2$ около 60%, области $1 < \rho/R < 4.1$ около 80%, а вклад более далеких частей диска с $\rho/R > 13.5$ не превышает 5%.

Так как пограничный слой излучает преимущественно по касательной к диску, часть его излучения будет перехватываться внешними частями диска. В пределе $H/R \to 0$ перехваченная доля от полной светимости погранслоя составляет

$$F_{\rm add}/F_{\rm tot} \approx 1.2\,(z_0/R_{\rm disk}) \approx 2.4\cdot 10^{-2}\cdot(\dot m/0.1)^{3/20}\times$$
$$\times(a/3.5R_g)^{3/20}\,(1.4\,M_\odot/m)^{1/8}\,(R_{\rm disk}/10^{11}\ \text{см})^{1/8}.$$

Здесь $\dot m$ — темп аккреции в долях от критического, a и R_g — соответственно радиус и гравитационный радиус звезды, m — ее масса, z_0 — полутолщина диска. До 80% этого излучения отражается (до 40% уже при первом рассеянии), составляя малую добавку к излучению, попавшему на ближние части диска.

3. *Угловое распределение и поляризация излучения барстера во время всплеска.* а) *Перенос излучения в плоскопараллельной электронной рассеивающей атмосфере.* Пусть на поверхность среды оптической толщи $2\tau_0$ в направлении $(-\mu_0,\ \varphi_0)$ падает параллельный пучок излучения с потоком $\pi\hat F$ на единицу площади, перпендикулярной к пучку. Согласно [4] в случае томсоновского рассеяния интенсивность излучения в среде $\hat I(\tau,\ \mu,\ \varphi)=$ $=(I_l,\ I_r)$ равна

$$I_l = I_l^{(0)} - \frac{3}{4}(1-\mu^2)^{1/2}\,(1-\mu_0^2)^{1/2}\,\mu\mu_0\cos(\varphi_0-\varphi)\,F_l\,\Phi^{(1)}(\tau,\ \mu) +$$
$$+\frac{3}{16}\mu^2(\mu_0^2F_l - F_r)\cos 2(\varphi_0-\varphi)\,\Phi^{(2)}(\tau,\ \mu), \tag{3}$$
$$I_r = I_r^{(0)} - \frac{3}{16}(\mu_0^2F_l - F_r)\cos 2(\varphi_0-\varphi)\,\Phi^{(2)}(\tau,\ \mu).$$

Уравнения переноса для скалярных функций $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ и векторной функции $\hat I^{(0)}=(I_l^{(0)},\ I_r^{(0)})$ имеют вид

$$\mu\frac{\partial\hat f(\tau,\ \mu)}{\partial\tau} = \hat f - \int\limits_{-1}^{1}\hat K(\mu')\hat f(\tau,\ \mu')\,d\mu' - \hat S_1(\tau), \tag{4}$$

с очевидными граничными условиями

$$\begin{aligned}&\hat f(\tau=0,\ \mu<0)=0,\\ &\hat f(\tau=2\tau_0,\ \mu>0)=0.\end{aligned} \tag{5}$$

Ядра для $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ и $\hat I^{(0)}$ равны соответственно

$$K_1(\mu') = \frac{3}{8}(1-\mu'^2)(1+2\mu'^2),$$

$$K_2(\mu') = \frac{3}{16}(1 + \mu'^2)^2,$$

$$\widehat{K}^{(r)}(\mu') = \frac{3}{8}\widehat{J}(\mu, \mu').$$

Первичные источники равны $S_1^{(1),(2)}(\tau) = e^{-\tau/\mu_0}$,

$$\widehat{S}_1^{(0)}(\tau) = \frac{3}{16}\widehat{J}(\mu, \mu_0)\widehat{F}e^{-\tau/\mu_0},$$

где

$$\widehat{F} = \begin{pmatrix} F_l \\ F_r \end{pmatrix}, \quad \widehat{J}(\mu, \mu') = \begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\mu'^2) + \mu^2\mu'^2 & \mu^2 \\ \mu'^2 & 1 \end{pmatrix}.$$

Очевидное решение (4) с граничными условиями (5) будем искать как сумму ряда Неймана

$$f(\tau, \mu) = \sum_{i=1}^{\infty} f_i(\tau, \mu),$$

$$f_i(\tau, \mu > 0) = \int_{\tau}^{2\tau_0} e^{-(\tau'-\tau)/\mu} S_i(\tau') \frac{d\tau'}{\mu},$$

$$f_i(\tau, \mu < 0) = \int_{0}^{\tau} e^{-(\tau-\tau')/|\mu|} S_i(\tau') \frac{d\tau'}{|\mu|}, \tag{6}$$

$$S_{i+1}(\tau) = \int_{-1}^{1} K(\mu') f_i(\tau, \mu') d\mu'.$$

Введем моменты интенсивности $\widehat{I}^{(0)}(\tau, \mu)$.

$$J_{l, i+1}(\tau) = \int_{-1}^{1} I_{l, i}^{(0)}(\tau, \mu') d\mu', \quad K_{l, i+1}(\tau) = \int_{-1}^{1} I_{l, i}^{(0)}(\tau, \mu') \mu'^2 d\mu',$$

$$J_{r, i+1}(\tau) = \int_{-1}^{1} I_{r, i}^{(0)}(\tau, \mu') d\mu'. \tag{7}$$

Можно показать, что источники верхней и нижней строк уравнения для $\widehat{I}^{(0)}$ равны

$$S_{l,\,i+1} = \frac{3}{8}(3\mu^2-2)\cdot K_{l,\,i+1}(\tau) +$$

$$+\frac{3}{4}(1-\mu^2)\cdot J_{l,\,i+1}(\tau)+\frac{3}{8}\mu^2\cdot J_{r,\,i+1}(\tau), \tag{8}$$

$$S_{r,\,i+1} = \frac{3}{8}K_{l,\,i+1}(\tau)+\frac{3}{8}J_{r,\,i+1}(\tau).$$

Первичные значения моментов равны

$$J_{l,\,1}(\tau)=\frac{1}{2}e^{-\tau/\mu_0}\cdot F_l,$$

$$K_{l,\,1}(\tau)=\frac{1}{2}e^{-\tau/\mu_0}\cdot\mu_0^2F_l, \tag{9}$$

$$J_{r,\,1}(\tau)=\frac{1}{2}e^{-\tau/\mu_0}\cdot F_r.$$

б) *Геометрия модели рентгеновского источника.* Будем считать, что источником рентгеновского излучения является нейтронная звезда, окруженная плоским диском, доходящим до ее поверхности. Пусть диск лежит в плоскости (XY) (рис. 1). Для всех точек A верхней полусферы угол между плоскостями OAB и ZOB $\delta\in\left[-\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right]$. Элемент площади поверхности сферы $dS_A=R^2\sin\alpha d\alpha d\delta$. Для излучения, приходящего из точки A в точку B диска, косинус угла падения $\mu_0=\cos\tau=$ $=\frac{R}{AB}\sin\alpha\cdot\cos\delta$. Для всех точек A, из которых видна точка B диска с координатами (ρ,φ_0), $\alpha\in[0,\arccos R/\rho]$. Пусть единичный вектор направления на наблюдателя $\vec{e}_0$ лежит в плоскости (ZY), составляя угол i с осью z (при этом $\varphi=\pi/2$). Наблюдатель не увидит части диска, заслоняемой сферой, а именно половины эллипса с малой и большой полуосями R и $R/\cos i$. Пусть нейтронная звезда излучает как чисто электронная рассеивающая атмосфера, т. е. поток с единицы ее поверхности в единичный телесный угол $\frac{dF}{dS_A d\Omega}=I_0\bar{\mu}(1+$ $+2.06\,\bar{\mu})$, где $\bar{\mu}=\cos\beta=(\rho\cdot\cos\alpha-R)/AB$. Учитывая определение величины $F=F_l+F_r$ в разделе 3а и геометрический фактор $1/AB^2$, получим

$$dF = \frac{I_0}{\pi}\bar{\mu}(1 + 2.06\bar{\mu})\frac{dS_A}{AB^2}. \tag{10}$$

Будем считать, что излучение, идущее от поверхности сферы, неполяризовано. Тогда $F_l = F_r = F/2$. Выражения типа (3) для параметра Стокса U мы не выписывали, т. к. оно нечетно по $(\varphi_0 - \varphi)$, поэтому $\int U dS_B = 0$.

Для вычисления потока, приходящего к наблюдателю от диска, надо проинтегрировать выражение (3) по видимой поверхности диска. Однако, учитывая линейность уравнений переноса по источникам, можно сначала проинтегрировать по диску исходные источники, а уже затем решать задачу переноса. Единственный недостаток этого метода состоит в том, что из-за тени область интегрирования по диску зависит от i, следовательно, интегральное распределение первичных источников также зависит от i. Несмотря на это такой способ является более простым, чем вычисление величин (3) в каждой точке диска, а затем их интегрирование по диску.

Включим поэтому в исходные источники раздела 3а сомножители при соответствующих интенсивностях, зависящие от μ_0,

$$\begin{gathered}
J_{l,1}(\tau) = J_{r,1}(\tau) = \frac{1}{4}\int e^{-\tau/\mu_0}\rho d\rho d\varphi_0 dF, \\
K_{l,1}(\tau) = \frac{1}{4}\int e^{-\tau/\mu_0}\cdot \mu_0^2 \rho d\rho d\varphi_0 dF, \\
S_1^{(1)}(\tau) = \int e^{-\tau/\mu_0}\cdot (1-\mu_0^2)^{1/2}\mu_0 \sin\varphi_0 \rho d\rho d\varphi_0 dF, \\
S_1^{(2)}(\tau) = -\int e^{-\tau/\mu_0}\cdot (1-\mu_0^2)\cos 2\varphi_0 \cdot \rho d\rho d\varphi_0 dF.
\end{gathered} \tag{11}$$

Соответствующие интенсивности являются решениями задачи.

Необходимо также учесть поток излучения, приходящего непосредственно с поверхности звезды. Его легко вычислить интегрированием по видимой части поверхности звезды. С учетом закона потемнения звезды к краю он составляет

$$F^*(i) = I_0 R^2\left[\frac{\pi}{2}(1+\cos i) + 2.06\cdot\left(\frac{2\pi}{3} - \frac{2}{3}i + \frac{1}{3}\sin 2i\right)\right]. \tag{12}$$

Заметим, что (12) удовлетворяет очевидному соотношению $F^*(0) = 2F^*\left(\frac{\pi}{2}\right)$, выражающему тот факт, что при $i = 0$ наблюдатель видит всю верхнюю полусферу, а при $i = \pi/2$ лишь ее половину. В результате степень поляризации излучения системы равна

$$p = \frac{(I_l - I_r)\cdot\cos i}{(I_l + I_r)\cdot\cos i + F^*(i)}, \tag{13}$$

где I_l и I_r относятся к излучению диска.

в) *Численное решение уравнений переноса.* Модель источника (раздел 3б) симметрична относительно плоскости $\tau = \tau_0$, поэтому с учетом излучения, пришедшего от нижней полусферы, полная интенсивность излучения $f_{\rm tot}(\tau, \mu) = f(\tau, \mu) + f(2\tau_0 - \tau, -\mu)$, где $f(\tau, \mu)$ есть решение задачи (4), (5). Отрезок $0 \leqslant \tau \leqslant 2\tau_0$ делился на равные интервалы N_τ точками, в которых источники (6) вычислялись интегрированием по 15-точечной формуле Гаусса. При вычислении интенсивностей (6) последовательный переход от одной точки к другой по τ осуществлялся по формуле Симпсона.

г) *Результаты.* Оптические толщи дисков по томсоновскому рассеянию велики [1]. При расчетах использованы параметры $\tau_0 = 2$, $N_\tau = 400$, число рассеяний $N_{\rm расс} = 40$. Ряд Неймана, как и ожидалось, сходится в среднем за $(1\div2)\cdot(2\tau_0)^2$ рассеяний. При увеличении τ_0 до 4 изменения в степени поляризации p не превышают единицы в третьем знаке. На рис. 4 дана зависимость p от i. Максимальное значение $p_{\max} \approx 3.6\%$ достигается при $i \approx 72.4°$. Учтем в качестве поправки то, что излучение, принимаемое наблюдателем непосредственно с поверхности нейтронной звезды, также может быть поляризовано. Для такого излучения, выходящего из границы полубесконечной среды под углом $\arccos\mu$ к нормали, существует хорошее приближение для I и Q [7]:

$$\begin{gathered} I(\mu) = I_0(1 + 2.06\,\mu), \\ Q(\mu) = I_0(1 - \mu^2)\cdot[0.154\,\mu - 0.117\cdot(1 + \mu^2)]. \end{gathered} \tag{14}$$

Интеграл по видимой части поверхности звезды дает

$$Q_{\rm доп}/I_0 = -\frac{0.154}{15}\sin 2i\,(1 - \cos 2i) + \frac{\pi\cdot 0.117}{256}\times$$
$$\times(10\cos i - 11\cos 3i + \cos 5i). \tag{15}$$

Возникающая в результате поправка к p мала, ее максимальное значение 0.15% при $\mu = 0.5$ (рис. 4). Часть излучения диска попадает опять на нейтронную звезду, увеличивая в целом ее светимость примерно на 3%.

Отражаясь от нее, оно станет тоже поляризованным. Однако численные оценки дают, что поправка к p всей системы не превысит $6 \cdot 10^{-4}$ при $\mu = 0$, при остальных μ она еще меньше. На рис. 2а дана зависимость от

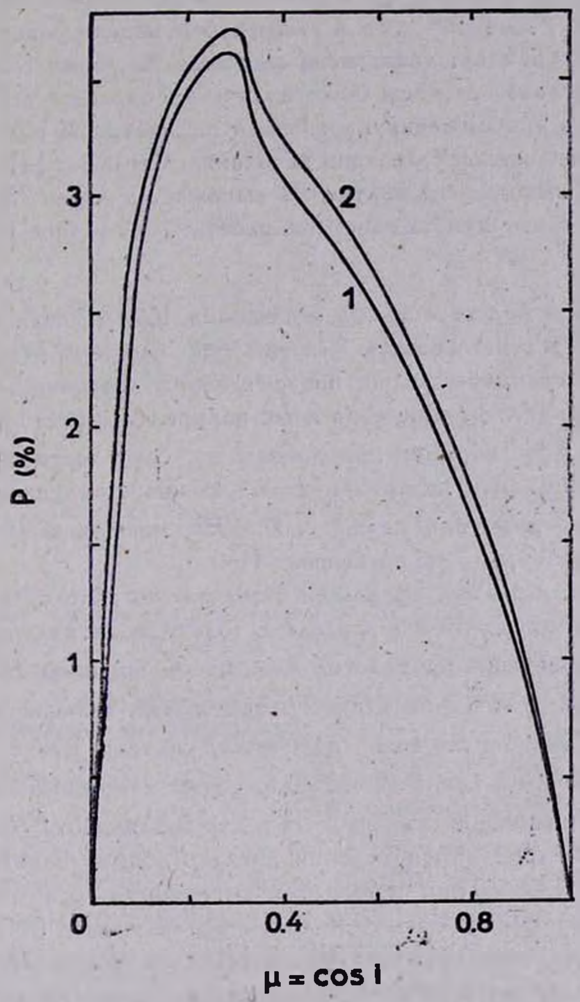

Рис. 4. Зависимость степени поляризации излучения барстера во время вспышки от угла между направлением на наблюдателя и нормалью к диску. 1-й численный расчет ($\tau_0 = 4$). 2 — то же, с учетом поляризации излучения, приходящего к наблюдателю непосредственно с поверхности нейтронной звезды.

угла i потока от системы $F_{сист}$, вычисленного как знаменатель формулы (13). Нормировка произведена на значение $F^*(0)$. Для сравнения дана зависимость

$$F_{\text{сист}}(i)/F^*(0) = \cos i + 1/2, \tag{16}$$

имеющая место при условии, что на диск падает 1/4 потока от полусферы во все стороны (раздел 2), поверхности звезды и диска являются ламбертовскими источниками и влияние тени на диске пренебрежимо. Заметим, что отношение $F_{\text{сист}}(0)/F^*(0)$ в этой грубой модели равно 3/2, в точном расчете 1.39, а при отсутствии диска оно было бы равно 1. Кроме того, на рис. 2а дано угловое распределение излучения барстера во время вспышки, найденное в приближении изотропной индикатрисы рассеяния в диске с учетом вышеописанной геометрии источника. Согласно [4], в этом случае интенсивность выходящего излучения выражается через H-функцию, для которой было взято приближение из работы [8], верное с точностью не хуже 0.8%.

4. *Излучение барстера между всплесками.* Как отмечалось в разделе 1, главный вклад в рентгеновскую светимость барстера между всплесками дает тонкий пограничный слой, опоясывающий нейтронную звезду. Считая, что излучение, выходящее из него, поляризовано по закону (14), интегрированием по видимой при данном $\mu = \cos i$ части излучающей поверхности можно найти поляризацию собственного излучения пограничного слоя. Однако даже при малых $H/R \lesssim 0.2$ максимальное значение степени поляризации $p_{\text{слой}}$ не превышает 1%.

При расчетах поляризации всей системы «погранслой+диск» использовался тот же метод, что и в разделе 3, только лишь излучающая область на сфере была ограничена полосой у экватора шириной H. Максимум p достигается при $\mu \approx 0.3$ практически при любых значениях H/R, причем с ростом H/R от нуля значение $p(\mu = 0.3)$ сначала растет, достигая максимума $p_{\max} = 6.26\%$ при $H/R = 0.15$, а затем монотонно падает с ростом H/R. На рис. 5 дана зависимость p от μ для различных H/R (отдельно показан вклад поляризации излучения диска в общую поляризацию системы), а также поляризация излучения, выходящего из полубесконечной среды, рассеивающей по закону Рэлея ([4], см. также (14)).

Угловые распределения излучения барстера между всплесками, нормированные на единичную полную светимость, показаны на рис. 2б. При малых $H/R \lesssim 0.05$ поток максимален в направлении почти по касательной к диску ($\mu \to 0$), при этом вклад диска исчезающе мал; с ростом μ поток в единицу телесного угла уменьшается, при $\mu = 1$ практически весь поток идет от диска.

Сильная угловая направленность излучения погранслоя приводит, как уже отмечалось, к заметному росту доли излучения, падающего на диск. Вследствие этого возрастает интенсивность выходящего из диска резонансного излучения в K-линиях тяжелых элементов (см. раздел 5). Оценки показывают, что полные эквивалентные ширины нерассеянного и однократно рассеянного излучения в K-линиях железа при нормальном обилии могут составлять соответственно $W^{(0)} \approx 60$ эВ, $W^{(1)} \approx 10$ эВ. При оценках принято $\mu_0 = 0.2$, спектр источника $L(\varepsilon) = \mathrm{const}$ до $\varepsilon = 25$ кэВ.

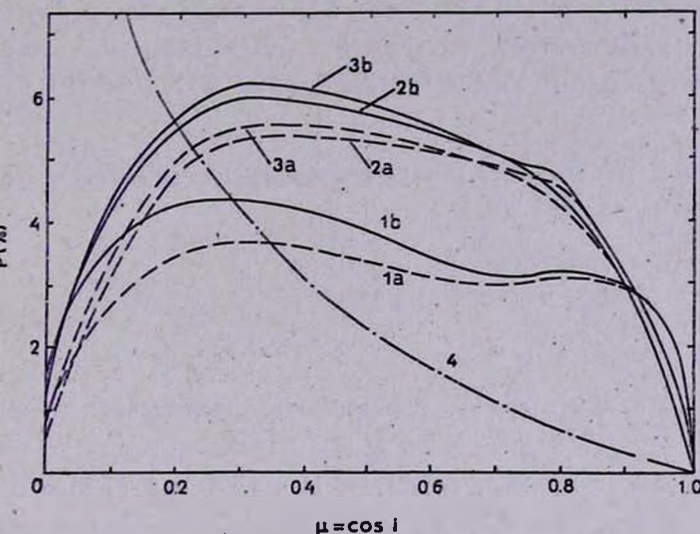

Рис. 5. Степень поляризации излучения барстера между всплесками. 1 — $H/R = 0.05$, 2 — $H/R = 0.1$, 3 — $H/R = 0.2$. Отдельно даны: а) поляризация излучения диска; б) поляризация излучения всей системы «диск+погранслой». Для сравнений дана зависимость 4-степень поляризации излучения, выходящего из полубесконечной электронной рассеивающей атмосферы [4].

5. *Поляризация в линиях K-флуоресценции.* А. *Общие положения.* Во внешних холодных ($T \sim 10^4 \div 10^5$ K) областях аккреционных дисков атомы тяжелых элементов Fe, S, Si, Ni находятся в низких состояниях ионизации, при этом оболочки K и L заполнены. Фотоэффект на K-электронах приводит к появлению K_α-линии излучения. Вероятности излучения в линиях K_β и других меньше вероятности K_α-перехода по крайней мере на порядок. Ссылки, относящиеся к истории вопроса, приведены в [8].

Б. *Поляризация в K_α-линии при отражении от плоскопараллельной атмосферы.* Примем, что как для рентгеновского континуума, так и для линий вклады в непрозрачность дают фотопоглощение нейтральными атомами тяжелых элементов и томсоновское рассеяние на электронах, которые можно считать свободными. Будем считать также, что частота фотона при рассеянии не меняется и первичное излучение рассеивается изотропно. Учет, однако, точной рэлеевской индикатрисы рассеяния K_α-фотонов дает возможность найти поляризацию в линии, выходящей из среды. В расчетах достаточно найти интенсивности излучения, не испытавшего и испытавшего одно рассеяние, вклады же всех остальных рассеяний в суммарную интенсивность не превышают 10% и распределяются по широкому спектральному интервалу, поднимая лишь уровень фона на несколько процентов [8]. В данной работе мы приводим результаты вычисления поляризации K_α-линии железа, наиболее интересной с наблюдательной точки зрения вследствие высокого выхода флуоресценции $\omega_k = 0.34$ [9] и большого обилия.

а) *Уравнения переноса.* Уравнение переноса первичного излучения имеет обычный вид [4]

$$\mu \frac{d\overline{I}(\tau, \mu)}{d\tau} = \overline{I} - \frac{\lambda}{2}\int_{-1}^{1} \overline{I}(\tau, \mu')\, d\mu' - \frac{\lambda}{4\pi} I_0 e^{-\tau/\mu_0}, \tag{17}$$

где $\tau = \int_z^\infty N_e\left(\sigma_T + \sigma_{ph}(\varepsilon)\right) dz$, вероятность „выживания" в единичном акте рассеяния $\lambda = (1 + \sigma_{ph}(\varepsilon)/\sigma_T)^{-1} = [1 + (Y + Y_{Fe})\cdot(7.81\ \text{кэВ}/\varepsilon)^3]^{-1}$ при $\varepsilon > \varepsilon_{th} = 7.11$ кэВ [10, 11]. Кроме того, $\lambda_k = \lambda(\varepsilon_k = 6.4\ \text{кэВ}) = (1 + 1.82\cdot Y)^{-1}$. Коэффициенты Y_{Fe} и Y введены для приблизительного учета отличия от нормальных обилий Fe и тяжелых элементов с $z < 26$, ответственных за поглощение K_α-фотонов железа. Уравнение переноса в линии, согласно [4] и по аналогии с [8], имеет вид

$$\mu \frac{d}{d\tau_k}\begin{pmatrix} I_l(\tau_k, \mu) \\ I_r(\tau_k, \mu)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_l \\ I_r \end{pmatrix} - \lambda_k \cdot \frac{3}{8}\int_{-1}^{1} \begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\mu'^2) + \mu^2\mu'^2 & \mu^2 \\ \mu'^2 & 1 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} I_l(\tau_k, \mu') \\ I_r(\tau_k, \mu')\end{pmatrix} d\mu' - \delta\, \frac{\lambda_k}{\lambda}\cdot\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon}\cdot \overline{S}\left(\tau_k \frac{\lambda_k}{\lambda}\right)\cdot \widehat{A}_0, \tag{18}$$

где $\delta(\varepsilon) = \omega_k \sigma_{ph,\,k}(\varepsilon)/\sigma_T$, $\widehat{A}_0 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/2 \end{pmatrix}$, $\overline{S}(\tau)$ есть функция источника из правой части уравнения (17), а сечение фотопоглощения K-оболочкой железа в расчете на 1 электрон [10] $\sigma_{ph,\,k}(\varepsilon) = 3.17\cdot 10^{-22}\ \text{см}^2\cdot(1\ \text{кэВ}/\varepsilon)^3\cdot Y_{Fe}$.

Интенсивность излучения, выходящего из поверхности в K-линии без рассеяния $I^{(0)}$, определяется только распределением в среде источников излучения непрерывного спектра. Зная известное выражение для решения (17) $\overline{I}(0, \mu)$ через H-функцию [4], получим

$$I_{l,r}^{(0)}(0, \mu) = \beta\gamma \cdot \frac{2}{\lambda_k} \cdot \frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda}, \tag{19}$$

где $\beta = \dfrac{\delta\lambda_k^2}{2\lambda} \dfrac{\varepsilon_k}{\varepsilon}(\widehat{A}_0)_l$, $\quad \gamma = \dfrac{\lambda}{4\pi} I_0\mu_0 \cdot H(\mu_0, \lambda)$.

Теперь можно вычислить соответствующий источник $\widehat{S}^{(1)}$ в правой части (18) и найти выходящую интенсивность $\widehat{I}^{(1)}$ излучения, испытавшего одно рассеяние:

$$\begin{gathered} I_l^{(1)}(0, \mu) = \frac{3}{4}(2 - \mu^2)\, T(\mu) + \frac{3}{4}(3\mu^2 - 2)\, K(\mu), \\ I_r^{(1)}(0, \mu) = \frac{3}{4}\, T(\mu) + \frac{3}{4} K(\mu), \end{gathered} \tag{20}$$

где

$$\begin{gathered} K(\mu) = \beta\overline{I}\left(0, \mu\frac{\lambda_k}{\lambda}\right)[\mu/2 - \mu^2 + \mu^3 \ln(1 + 1/\mu)] + \\ + \beta\int_0^1 d\mu' \frac{\mu'^2}{\mu - \mu'}[\mu\overline{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda) - \mu'\overline{I}(0, \mu'\lambda_k/\lambda)], \end{gathered} \tag{21}$$

$$\begin{gathered} T(\mu) = \beta\overline{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda)\, \mu \ln(1 + 1/\mu) + \\ + \beta\int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu - \mu'}[\mu\overline{I}(0, \mu\lambda_k/\lambda) - \mu'\overline{I}(0, \mu'\lambda_k/\lambda)]. \end{gathered}$$

Можно воспользоваться приближением [8] $H(\mu, \lambda) \simeq \dfrac{1 + \sqrt{3}\mu}{1 + \sqrt{3(1 - \lambda)}\mu}$, ошибка которого не превосходит 8 % в интервале $0 \leqslant \lambda \leqslant 1$, $0 \leqslant \mu < < \infty$. Тогда

$$\begin{gathered} K(\mu) = \beta\gamma[-2\mu^2 + \mu^3 \ln(1 + 1/\mu)]\frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda} + \beta\gamma\frac{\lambda}{\lambda_k\sqrt{1 - \lambda}}\left(\mu + \frac{1}{2}\right) + \\ + \beta\gamma\left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{3}(1 - \lambda)}\left(\sqrt{1 - \lambda} - 1 - \mu_0\sqrt{3(1 - \lambda)}\right) + \\ + \beta\gamma\mu_0\left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \frac{1 - \sqrt{3}\mu_0}{1 - \sqrt{3(1 - \lambda)}\mu_0}\left[\mu_0\frac{\lambda}{\lambda_k} - \mu\right]\ln\left(1 + \frac{\lambda_k}{\lambda\mu_0}\right) + \beta\gamma\mu^2 R(\mu), \end{gathered} \tag{22}$$

$$T(\mu) = \beta\gamma\frac{H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)}{\mu_0 + \mu\lambda_k/\lambda}\mu \ln(1 + 1/\mu) + \beta\gamma R(\mu),$$

где

$$R(\mu)=\frac{\lambda}{\lambda_k\sqrt{1-\lambda}}\,\frac{1-\sqrt{1-\lambda}}{1-\mu_0\sqrt{3(1-\lambda)}}\,\frac{\ln\left(1+\lambda_k/\lambda\sqrt{3(1-\lambda)}\right)}{1+\mu\lambda_k/\lambda\sqrt{3(1-\lambda)}}+$$

$$+\frac{\mu_0\lambda/\lambda_k}{\mu_0+\mu\lambda_k/\lambda}\,\frac{1-\mu_0\sqrt{3}}{1-\mu_0\sqrt{3(1-\lambda)}}\ln\left(1+\lambda_k/\lambda\mu_0\right).$$

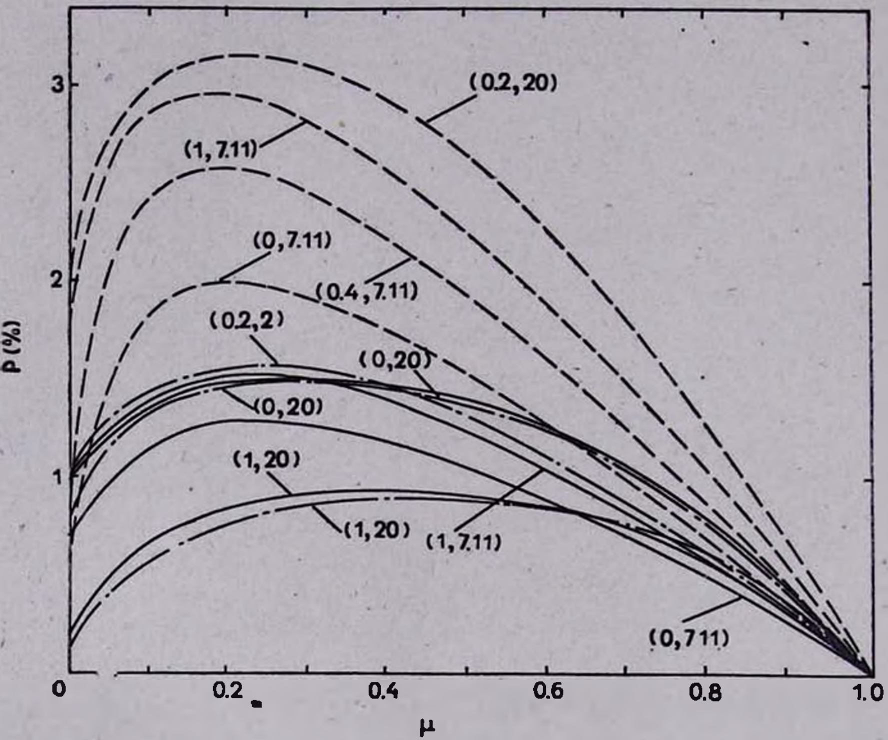

Рис. 6. Степень линейной поляризации излучения K_α-линии железа от внешних областей диска. Кривые обозначены значениями косинуса угла падения и энергии первичного излучения (μ_0, ε). Сплошные линии соответствуют нормальному обилию $Y=1$, $Y_{\mathrm{Fe}}=1$, штриховый — $Y=0.1$, $Y_{\mathrm{Fe}}=10$. Штрих-пунктирные линии — нормальное обилие, падающий пучок имеет тепловой спектр с $\kappa T=2$, 20 кэВ.

Для вычисления $H(\mu\lambda_k/\lambda,\lambda)$ в (22) использовалось приближение, верное с точностью не хуже 0.2 % для $0\leqslant\lambda\leqslant1$, $0\leqslant\mu\leqslant1$,

$$H(\mu,\lambda)=\left[(1-\lambda)^{1/2}+\frac{\lambda}{2}\int_0^1\frac{\mu'}{\mu+\mu'}\overline{H}(\mu',\lambda)\,d\mu'\right]^{-1}, \tag{23}$$

где $\overline{H}(\mu, \lambda)$ — приближение $H(\mu, \lambda)$ с точностью 0.8%, верное в квадрате $0 \leqslant \lambda \leqslant 1$, $0 \leqslant \mu \leqslant 1$.

$$\overline{H}(\mu, \lambda) = \frac{1+\sqrt{3}\,\mu}{1+\sqrt{3(1-\lambda)}\,\mu}\left\{1-\frac{\lambda}{4}(1+\lambda^3)\,\mu\left[\ln\mu+1.33-1.458\cdot\mu^{0.62}\right]\right\}. \quad (24)$$

Это сделано для того, чтобы получить $H(\mu\lambda_k/\lambda, \lambda)$ при $\mu\lambda_k/\lambda > 1$, где разложение (24) неприменимо.

б) *Результаты.* Зависимость степени поляризации $p = (I_l^{(1)} - I_r^{(1)})/(I_l^{(1)} + I_r^{(1)} + 2I_l^{(0)})$ от угла выхода i приведена на рис. 6. Для нормального обилия и энергии, равной пороговой ($Y = Y_{\rm Fe} = 1$, $\varepsilon = \varepsilon_{th} = 7.11$ кэВ), p не превышает 1.6%, максимальное значение достигается при $\mu = \cos i \simeq 0.2$ практически для всех углов падения $\theta_0 = \arccos \mu_0$. При увеличенном содержании железа и уменьшенном других элементов с $z < 26$ ($Y = 0.1$, $Y_{\rm Fe} = 10$) значения p растут, достигая $p_{\max} \lesssim 3\%$ при $\mu_0 = 1$, $\mu = 0.2$ (причем p увеличивается с ростом μ_0 от 0 до 1), что легко объясняется ростом вклада однократно рассеянного излучения по сравнению с вышедшим без рассеяния как следствие уменьшения поглощения в линии. В случае падения монохроматического пучка с $\varepsilon = 20$ кэВ и теплового спектра с $kT = 2$, 20 кэВ (рис. 6) основные черты зависимости те же, что и в случае, описанном выше.

Институт космических исследований
АН СССР

ANGULAR DISTRIBUTION AND POLARIZATION OF X-RAY BURSTER RADIATION

I. I. LAPIDUS, R. A. SUNYAEV, L. G. TITARCHUK

Angular distribution and polarization of X-ray burster radiation have been calculated. It has been shown that the accretion disk around the neutron star intercepts and reradiates 23% of burster luminosity during a flash. The result is a strong dependence of radiation flux on the burster during the flash on the inclination angle of the system ($F_{\max}/F_{\min} \approx 2.8$). The degree of linear polarization of burster radiation during the flash reaches the maximum value $\approx 3.7\%$ in the direction of $\approx 72^\circ.4$ from the normal. In periods between flashes the stationary X-radiation is provided mainly by the boundary-layer. The disk reradiates up to 50% of the boundary-layer radiation. This fact results in the abrupt variation of the stationary X-ray flux direction. The degree to which the radiation from the system is polarized depends rather weakly on the inclination angle of the system and is about 6%. Analytical formulae are received for the calculation of linear polarization of fluorescent K-line radiation of heavy elements coming from outer regions of accretion disks.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев*, Astron. Astrophys., 24, 337, 1973.
2. *Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук*, Astron. Astrophys., 143, 374, 1985.
3. *В. В. Соболев*, Уч. зап. ЛГУ, сер. мат. наук, 18, № 116, 3, 1949.
4. *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
5. *Р. А. Сюняев*, Письма АЖ, 1986 (в печати).
6. *Р. А. Сюняев, Л. Г. Титарчук*, M. N. RAS, 1985 (в печати).
7. *А. З. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев*, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.
8. *М. М. Баско*, Ap. J., 223, 268, 1978.
9. *W. Bambynek et al.*, Rev. Mod. Phys., 44, 716, 1972.
10. *G. Rakavy, A. Ron*, Phys. Rev., 159, 50, 1967.
11. *R. L. Brown, R. J. Gould*, Phys. Rev., D, 1, 2252, 1970.