

# SCO X-1 и Cyg X-1: определение напряженности и структуры магнитного поля в ближайшей окрестности аккрецирующих компактных звезд

Ю.Н. Гнедин<sup>1</sup>, Н.А. Силантьев<sup>1,2</sup>, Л.Г. Титарчук<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Главная астрономическая обсерватория, Пулковое, Санкт-Петербург, 196140, Россия

<sup>2</sup> Apartado Postal 51 y 216, C.P. 7200, Puebla, Pue., Mexico

<sup>3</sup> George Mason University, CEOSR, Fairfax VA

Поступила в редакцию 1 июля 2004 г.; принята к печати 10 декабря 2004 г.

Мы оценили различными методами напряженность магнитного поля в рентгеновских двойных ScoX-1 и CygX-1. Для ScoX-1 использовались три независимых метода. Один из них основан на учете величины фарадеевского вращения плоскости поляризации при рассеянии рентгеновских лучей от аккрецирующей нейтронной звезды. Оценки сделаны с использованием первых данных рентгеновской поляриметрии Лонга и др. (1979). Другой оригинальный метод определения величины магнитного поля, развитый Титарчуком и др. (2001), основан на определении частот квазипериодических осцилляций (QPO), которые в рентгеновских двойных можно рассматривать как магнитоакустические осцилляции пограничного слоя вблизи нейтронной звезды. Для оценки величины магнитного поля нейтронной звезды в ScoX-1 и в ближайшей окрестности черной дыры в CygX-1 использовались также данные оптической поляриметрии, полученные в 70-е годы прошлого века.

**Ключевые слова:** поляризация, рассеяние, магнитные поля, магнитоакустические осцилляции

**SCO X-1 AND CYG X-1: DETERMINATION OF STRENGTH AND STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD IN THE NEAREST ENVIRONMENT OF ACCRETING COMPACT STARS, by Yu.N. Gnedin, N.A. Silant'ev, L.G. Titarchuk.**

We estimated the magnetic field strength of compact stars in X-ray binaries Sco X-1 and Cyg X-1, via various methods of determination of magnetic fields. For Sco X-1 we used three independent methods. One of them is based on the correct account of Faraday rotation of polarization plane in the process of electron scattering of X-rays from accreting neutron stars. Numerical calculations are made with use of first X-rays polarimetric data presented by Long et al. (1979). Other original method of determining the magnetic field developed by Titarchuk et al. (2001) is based on observed quasi-periodic oscillation (QPO) frequencies in X-ray binaries that can be considered as magnetoacoustic oscillations of boundary layer near a neutron star. The optical polarimetric data obtained in the 70s have been also used for estimation of magnetic field of the neutron star in Sco X-1 and of nearest environment around the black hole in Cyg X-1.

**Key words:** magnetic fields – polarization – scattering – X-rays: binaries

## 1. Введение

Для рентгеновских источников типа ScoX-1 комптоновское рассеяние на электронах является очень важным механизмом генерации спектра излучения. Из-за комптоновского рассеяния излучение таких объектов линейно поляризовано. Поляризация рентгеновских источников впервые была рассмотрена Гнединым и Сюняевым (1974), Рисом

(1975) и независимо Лайтманом и Шапиро (1975). Они рассчитали спектр поляризованного излучения от аккреционного диска.

Спектр поляризованного излучения сильно меняется из-за фарадеевского вращения плоскости поляризации в магнитном поле. Гнедин и Силантьев (1980, 1997) (см. также книгу Долгинова и др., 1995) вычислили спектр поляризованного из-

лучения для различных астрофизических объектов с магнитным полем с учетом эффекта фарадеевского вращения. Они же предложили новый метод определения величины магнитного поля звезд по спектру линейной поляризации, измеренной в широких полосах (Гнедин, Силантьев, 1984; Гнедин и др., 1988). Позднее был разработан способ применения этого метода к аккреционным дискам вокруг сверхмассивных черных дыр (AGN, QSOs) (Гнедин и Силантьев, 2002).

Первая оценка магнитного поля ScoX-1 была сделана Гнединым и Силантьевым (1980), которые использовали первые результаты измерения поляризации в рентгене Лонга и др. (1979).

Недавно Титарчук и др. (2001) представили детальную модель квазипериодических осцилляций (QPO) ScoX-1, основанную на результатах большого сета наблюдений этого объекта на спутнике Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE). QPOs наблюдались не только в килогерцевом диапазоне, но также на частоте 6 Гц, причем между ними была почти линейная корреляция. Частота 6 Гц идентифицирована авторами как акустические осцилляции кеплеровского диска вокруг нейтронной звезды (NS), которые возникают после разрушения диска радиационным давлением вблизи эддингтоновской скорости аккреции. Они показали, что диск простирается до одного радиуса NS от ее поверхности. Замечательно, что они смогли оценить магнитное поле ScoX-1, которое оказалось равным  $0.7 \times 10^6$  Гс на расстоянии одного радиуса NS над ее поверхностью.

Следует напомнить, что еще Гнедин и Шулов (1971) и Никитин и др. (1971) приводили некоторые доказательства существования круговой поляризации света от ScoX-1 в оптическом диапазоне. Хотя последующие измерения (см. Иллинг и Мартин, 1972) не подтвердили существование круговой поляризации для ScoX-1, Кемп и др. (1972) утверждали возможность существования состояния сильно нестационарной круговой поляризации. Они назвали его “вспышечной поляризацией”. Тем не менее до последнего времени была неясной ситуация с оценкой величины магнитного поля ScoX-1. Недавние результаты Титарчука и др. (2001) позволяют повторно рассмотреть эту проблему и сравнить различные методы оценки магнитного поля. Мы начнем с детального описания нынешних методов оценки магнитных полей компактных звезд, излучающих в рентгеновском диапазоне.

## 2. Спектр линейной поляризации рентгеновского излучения от замагниченных дисков и оболочек вокруг компактных звезд

Рентгеновское излучение компактной звезды (нейтронная звезда, черная дыра) рассеивается на электронах аккрецируемой материи и при этом линейно поляризуется. Хорошо известно, однако, что полная поляризация от сферической оболочки равна нулю вследствие полной компенсации электрических векторов от различных областей оболочки. Если магнитное поле отсутствует, то ненулевая поляризация требует несферической формы оболочки, рассеивающей электроны. Присутствие магнитного поля в околосредней электронной оболочке радикально меняет ситуацию. При распространении рассеянного излучения в замагниченной плазме плоскость его поляризации поворачивается (фарадеевское вращение).

Угол фарадеевского поворота  $\chi$  определяется выражением (см. Гнедин и Силантьев, 1980, 1997)

$$\chi \equiv \frac{1}{2} \tau_T \delta \cos \theta, \quad (1)$$

$$\delta = \frac{3\omega_B c}{2r_e \omega^2} \cong 1.2 \left( \frac{B}{10^6 G} \right) \left( \frac{1 \text{ keV}}{\hbar \omega} \right)^2,$$

где  $\tau_T$  — оптическая толщина оболочки по томсоновскому рассеянию,  $\theta$  — угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{B}$  и направлением распространения излучения,  $\mathbf{n}$ ,  $r_e = e^2/m_e c^2$  — классический радиус электрона,  $\omega_B = eB/m_e c$  — циклотронная частота.

Если магнитное поле усиливается, угол  $\chi$  возрастает, так как частично поляризованное рассеянное излучение подвергается действию фарадеевского вращения. Углы поворота  $\chi$  различны в разных элементах объема оболочки вдоль линии зрения  $\mathbf{n}$  и, как результат, полное излучение от всех элементов объема будет деполаризовано (см. рис.10 в обзоре Гнедина и Силантьева, 1997).

Спектр поляризованного излучения от сферически симметричной оболочки был вычислен Гнединым и Силантьевым (1980). В случае сферической оболочки с дипольным магнитным полем только элементы объема вдоль магнитного экватора не подвержены действию фарадеевского вращения плоскости поляризации, так как для них  $\cos \theta \approx 0$  и  $\chi \approx 0$ . В результате только излучение, рассеянное в экваториальных объемах, оказывается поляризованным в плоскости  $(\mathbf{nM})$ , где  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{M}$  — направления линии зрения и поля диполя соответственно. Только это излучение приводит к ненулевой общей поляризации от замагниченной оболочки. Спектр линейной поляризации, возникаю-

щей при рассеянии неполяризованного излучения на электронах сферической оболочки с дипольным магнитным полем, имеет куполообразную форму (см. рис. 11 из работы Гнедина и Силантьева, 1997). Для очень коротких длин волн угол фарадеевского вращения стремится к нулю, и общая поляризация исчезает из-за сферической симметрии оболочки. Для очень больших длин волн углы фарадеевского поворота возрастают, а вблизи экваториальной области с  $\chi \approx 0$  уменьшаются, что ослабляет общую поляризацию. Таким образом, максимум общей поляризации соответствует такой силе магнитного поля и длине волны, при которых усредненный угол поворота  $\chi \approx 1$ . Процесс сильной деполяризации начинается с величин магнитного поля и длин волн, при которых  $\delta\tau_T > 1$  (см. уравнение (1)).

Для дископодобной электронной оболочки без истинного поглощения с  $\tau_T \gg 1$  для выходящего излучения имеем (Гнедин и Силантьев, 1980):

$$P_l(\mathbf{n}, \mathbf{B}) \cong \frac{P_e(\mathbf{n})}{\sqrt{1 + \delta^2 \cos^2 \theta}}, \quad (2)$$

где  $P_l(\mathbf{n})$  — степень поляризации излучения при отсутствии магнитного поля. Тогда формула (2) может быть переписана

$$P_l(\mathbf{n}, \mathbf{B}) \cong \frac{1.5(1 - \mu^2)(0.18 - 0.15\mu)}{(3 - \mu^2)(1 + 2\mu)}. \quad (3)$$

Позднее мы используем ее для оценки магнитного поля в окрестностях источника ScoX-1.

Для сферически симметричной оптически тонкой оболочки вокруг нейтронной звезды с дипольным магнитным полем степень линейной поляризации рентгеновского излучения, рассеянного внутри этой оболочки, можно оценить по формуле

$$P_l(\mathbf{n}, \mathbf{B}) = \tau_T f(R_0/R_s; \delta_s \tau_0; \theta) \sin^2 \theta. \quad (4)$$

Здесь  $R_0/R_s$  — отношение радиуса оболочки к радиусу нейтронной звезды,  $\delta_s$  — параметр деполяризации (1), который соответствует силе магнитного поля на экваторе звезды. Функция  $f$  затабулирована Гнединым и Силантьевым (1980, 1984).

В области деполяризации, где  $\delta_s \tau_T > 1$ , имеет место асимптотическое выражение функции  $f$

$$f \approx (\delta_s \tau_T)^{-\frac{n-1}{n+2}} \sim (\omega/\omega_0)^{\frac{2(n-1)}{n+2}}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_0 = (3\omega_{BC}/2r_e)^{1/2}$ ,  $n$  — показатель экспоненты, описывающей распределение электронной плотности вдоль радиуса оболочки:  $N_e \sim r^{-n}$  ( $n \neq 0$ ). Если, например,  $n=2$ , функция  $f$  уменьшается с уменьшением частоты как  $f \sim \omega^{1/2}$ .

### 3. Оценка величины магнитного поля по магнитоакустическим осцилляциям в нейтронной звезде, входящей в двойную систему

Оригинальный метод определения величины магнитного поля вблизи нейтронных звезд по наблюдениям QPO на низких частотах и в килогерцовом диапазоне недавно предложен Титарчуком и др. (2001). Они проанализировали возникновение магнитоакустической волны в слое между поверхностью нейтронной звезды и внутренним краем кеплеровского диска и вывели формулы для определения частоты такой волны при различных режимах осцилляции переходного слоя. В результате они показали, что можно использовать QPO как новый зонд для определения силы магнитного поля нейтронных звезд в двойных системах.

Для двух экстремальных случаев (акустического и магнитного) Титарчук и др.(2001) получили аппроксимации для магнитоакустической частоты  $\omega_{MA}$ :

$$\omega_{MA} \approx \left\{ \frac{\left(\frac{\beta_s}{\pi}\right)^2 V_s^2}{4(r_{out} - r_{in})^2} + \frac{\left(\frac{\beta_M}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\alpha+2}{4}\right)^2 V_A^2 r_{out}}{\left[r_{out} - r_{in} \left(\frac{r_{in}}{r_{out}}\right)^{\frac{\alpha}{2}}\right]^2} \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь  $V_s$  — скорость звука,  $V_A$  — альвеновская скорость,  $r_{out}$  и  $r_{in}$  — внешний и внутренний радиусы переходного слоя. Индекс  $\alpha$  относится к мультипольному магнитному полю  $V_A^2 \sim r^{-\alpha}$ , так что  $\alpha = 6, 8, 10$  для диполя, квадруполь и октуполь соответственно.

Параметры  $\beta_s$  и  $\beta_M$  определяются трансцендентным уравнением (см. Титарчук и др., 2001):

$$\tan \beta = -\frac{2(\alpha - 2)\beta}{(\alpha + 2) \left\{ \frac{\eta\beta^2}{(\eta - 1)^2} + \left[ \frac{\alpha - 2}{\alpha + 2} \right]^2 \right\}}, \quad (7)$$

где  $\beta = z_{out} - z_{in}$  и  $\eta = z_{out}/z_{in} = (r_{out}/r_{in})^{(\alpha+2)/2}$ ,  $z_{out}$  и  $z_{in}$  — оси для переходного слоя.

Титарчук и др. (2001) приближенно оценили величины  $\beta_s$  и  $\beta_M$ :

$$\beta_M \approx \frac{\pi}{2} + \frac{2}{\pi} \left[ \frac{(\pi/2)^2 \eta}{(\eta - 1)^2} + \frac{1}{4} \right] \quad (8)$$

для  $\alpha = 6$  и

$$\beta_s \approx \{1.5/[1 + 1.5\eta/(\eta - 1)^2]\}^{1/2} \quad (9)$$

для  $\alpha = 0$  (чисто акустический случай).

Подставляя скорость звука  $V_s = (kT/m_p)^{1/2}$  и альвеновскую скорость  $V_A = B(r_{out})/(4\pi\rho)^{1/2}$ , можно оценить силу магнитного поля на внешней границе переходного слоя. Затем, используя закон мультиполя для магнитного поля, можно оценить его величину на поверхности нейтронной звезды.

#### 4. Оценка величины магнитного поля по круговой поляризации оптического излучения двойной системы

Широкополосная поляриметрия оптического континуума — эффективный прямой метод оценки величины магнитного поля. Электромагнитная волна, падающая на плазму с магнитным полем, вызывает колебания скорости электронов. Как следствие, возникает дополнительная сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F} \left( \frac{\omega_B}{\omega}, \mathbf{E} \times \mathbf{V} \right), \quad (10)$$

которая зависит от отношения циклотронной частоты к частоте излучения и от угла между направлением электрического вектора волны  $\mathbf{E}$  и направлением магнитного поля  $\mathbf{V}$ . Как результат действия этой силы Лоренца в замагниченной плазме возникает дихроизм и двойное лучепреломление, она становится похожей на любую анизотропную среду. В замагниченной плазме будут распространяться два типа волн (обыкновенная и необыкновенная) с различной эллиптической поляризацией. Обыкновенная (О) и необыкновенная (Е) волны различаются коэффициентами преломления, фазовыми скоростями и поляризацией. О-волна ведет себя как обычная электромагнитная волна в плазме без магнитного поля. При распространении Е-волны коэффициенты различных процессов (излучения, рассеяния) имеют резонанс на циклотронной частоте (детали см. в книге Долгинов и др., 1995).

В случае, если частота излучения  $\omega$  много больше циклотронной частоты  $\omega_B$ , оно будет преимущественно поляризовано по кругу:

$$P_V = 2(\omega_B/\omega) \cos \theta, \quad P_l \sim P_v^2 \sim (\omega_B/\omega)^2. \quad (11)$$

Один из наиболее важных случаев — циклотронный резонанс:  $\omega \approx \omega_B$  (напомним, что  $\omega_B/\omega \approx 0.93 \cdot 10^{-8} \lambda(\mu m) B(G)$ ). Для оптической области этот случай соответствует силе магнитного поля  $B \sim 10^7 \div 10^8$  Гс. При циклотронном резонансе излучение плазмы полностью поляризовано:

$$P_l = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}; \quad P_V = \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}; \quad P_l^2 + P_V^2 = 1. \quad (12)$$

В нашем случае тесной двойной системы с замагниченной нейтронной звездой оптическое излучение аккреционного диска или оболочки вокруг нейтронной звезды может быть циркулярно поляризовано. Как результат — возможность оценить силу магнитного поля нейтронной звезды по изменениям круговой поляризации в оптике.

#### 5. Sco X-1: оценка силы магнитного поля

Поляризация рентгеновского излучения ScoX-1 была исследована Лонгом и др. (1979). Многократные наблюдения были выполнены на поляриметре с кристаллом Брэгга на OSO8. Усредненная по времени поляризация была уверенно обнаружена:  $P_l = (0.39 \pm 0.20)\%$  на 2.6 кэВ и  $P_l = (1.31 \pm 0.40)\%$  на 5.2 кэВ. Эти данные подтверждают уменьшение поляризации на энергиях ниже 5.2 кэВ. Если предположить, что это уменьшение обусловлено эффектом фарадеевской деполаризации, то можно оценить силу магнитного поля в окрестностях нейтронной звезды в двойной системе ScoX-1. Отношение  $P_l(2.6 \text{ keV})/P_l(5.2 \text{ keV}) \approx 0.3$ , это соответствует величине магнитного поля  $B \gtrsim 1.7 \times 10^7$  Гс.

Используя (3), получаем для случая 5.2 кэВ  $\delta \cos \theta \simeq \sqrt{(P_l(\mathbf{n})/1.31)^2 - 1}$ . Выбор  $P_l$  зависит от угла наклона диска. Ясно, что мы будем иметь  $P_l \geq 1.31\%$ , и это дает оценку

$$B \geq 2.3 \cdot 10^7 \sqrt{(P_l/1.31)^2 - 1}. \quad (13)$$

Такая оценка имеет место для модели оптически толстого наклонного диска. Если принять  $P_l \simeq 2$ , то получим  $B \geq 2.6 \cdot 10^7$  Гс. Аналогичная оценка для случая 2.6 кэВ дает  $B \geq 2.8 \cdot 10^7$  Гс, т.е. обе оценки совпадают в пределах наблюдательных ошибок. Кажется, что поляризованное излучение возникает на внутреннем крае аккреционного диска, где температура выше.

Другая оценка получается из модели сферической электронной оболочки в дипольном магнитном поле. Считая, что поляризация 1.31% близка к максимуму кривой поляризации, т.е.  $\delta_s \tau / \eta^3 \sim 1$ , получаем

$$B_s \geq 2.3 \cdot 10^7 \frac{\eta^3}{\tau}. \quad (14)$$

Здесь  $\eta = R_0/R_s$  — отношение радиуса оболочки к радиусу нейтронной звезды, а  $\tau$  — толщина оболочки по томсоновскому рассеянию. Приняв  $\eta \simeq 2$  и  $\tau \simeq 0.25$ , получаем из (14) оценку  $B_s \simeq 7 \cdot 10^8$  Гс или величину  $B \simeq 10^8$  Гс в области оболочки. Оценки по (14) значительно больше, чем по (13). В реальности эта разница более значительна, так как условие  $P_l(5.2 \text{ keV})/P_l(2.6 \text{ keV}) \simeq 3.3$  может быть выполнено, только если  $\delta_s > \eta^3/\tau$ .

Другой путь оценки магнитного поля ScoX-1 — использование частот QPO — предложен Титарчуком и др. (2001). Они приняли наилучшие параметры переходного слоя ScoX-1 и определили силу магнитного поля  $B_{TL} = (1.0 \pm 0.05) \cdot 10^6$  Гс и  $R_{TL} = 2.12 \cdot 10^6$  см в пограничном слое. Экстраполяция величины поля от  $R_{TL}$  к радиусу нейтронной звезды дает  $B_s = 8 \cdot 10^6$  Гс и  $B_s = 3.3 \cdot 10^7$  Гс для

дипольного и октупольного полей соответственно. Эти величины близки к оценкам по рентгеновской поляризации.

Третий путь оценки величины магнитного поля ScoX-1 связан с наблюдениями круговой поляризации оптического излучения двойной системы, в которую входит рентгеновский источник. Гнедин и Шулов (1971) и Никитин и др. (1971) отмечали случайное появление заметной и переменной круговой поляризации оптического излучения (см. Северный и Кувшинов, 1975). Хотя Иллинг и Мартин (1972) не подтвердили эти результаты, Кемп и др. (1972) отмечали подобное же, что было названо ими “вспышечной поляризацией”.

Величина круговой поляризации оценивалась по (11). Гнедин и Шулов (1971) наблюдали круговую поляризацию ScoX-1 в желто-красном свете с  $\lambda_{eff} = 0.64 \mu m$ . Их оценка силы магнитного поля по (11):

$$B \geq 2 \cdot 10^6 \left( \frac{P_V}{0.01} \right) \text{ Гс.} \quad (15)$$

Эта величина довольно хорошо согласуется с оценкой Титарчука и др. (2001). Однако оценка по (11) может рассматриваться только как нижний предел реального магнитного поля, так как необходимо принимать во внимание вклад оптического компаньона в излучение аккреционного диска системы. Поэтому реальная величина магнитного поля нейтронной звезды должна быть больше, по крайней мере, на порядок и достигать уровня  $\geq 10^7$  Гс.

Это замечательно, что три независимые оценки дают близкие величины силы магнитного поля системы ScoX-1. Нужно отметить, что в случае аккреционного диска с хаотическими (турбулентными) магнитными полями получаются такие же оценки, как в случае регулярного магнитного поля при подходящем выборе угла  $\theta$  (см. формулы в работе Силантьева, 2002). Кроме того, модель с хаотическими магнитными полями объясняет природу “вспышечного” характера круговой поляризации, которая обусловлена флуктуациями магнитного поля.

## 6. CygX-1: оценка силы магнитного поля в плазме вблизи черной дыры

Как удалить энергию от вращающейся черной дыры — важная проблема астрофизики. Многие исследователи рассматривали различные альтернативные механизмы. Один из самых многообещающих — знаменитый механизм Блэнфорда-Знаека (1977) Он предполагает, что керровская черная

дыра связана с окружающей материей через магнитные силовые линии. Они пронизывают горизонт черной дыры. Ее вращение искажает линии поля и передает энергию и угловой момент от черной дыры к аккреционному диску (Блэндфорд, 2001; Ли, 2002; Ли, Пачинский, 2000).

Магнитное поле, связывающее черную дыру с диском, оказывает большое влияние на баланс и перенос энергии и углового момента. Глобальная структура магнитосферы черной дыры, включающая осесимметричное магнитное поле и плазму, инжектированную из аккреционного диска, интенсивно изучается для объяснения различных наблюдательных особенностей транзиентных рентгеновских двойных систем и активных галактических ядер (см., например, Бескин, 1997).

Недавно Робертсон и Лейтер (2001) привели доказательства существования собственных магнитных моментов у кандидатов в черные дыры.

Теория электромагнитных черных дыр была недавно развита Руффини (2002). Он применил эту теорию к анализу феномена GRB и показал, что структуру вспышки и послесвечения GRB можно объяснить в рамках теории процессов поляризации вакуума, имеющих место в электромагнитной черной дыре. К сожалению, пока нет прямых доказательств присутствия магнитного поля в ближайших окрестностях вокруг черной дыры. Косвенные доказательства поляризации рентгеновского излучения CygX-1 получают из наблюдений аккреционного диска вокруг компактного объекта (черная дыра) (Вайскопф и др., 1977; Лонг и др., 1980). Многократные наблюдения CygX-1 выполнены Лонгом и др. (1980) с OSO8 на поляриметре с кристаллом Брегга. Ими получена усредненная по времени поляризация:  $P_l(2.6 \text{ кэВ}) = 2.4\% \pm 1.1\%$  и  $P_l(5.2 \text{ кэВ}) = 5.3\% \pm 2.5\%$ . Если уменьшение поляризации на 2.6 кэВ объяснить фарадеевской деполаризацией, оценка силы магнитного поля по (2) дает  $B \geq 10^7$  Гс. Любопытно, что этой величины поля вполне достаточно для объяснения удивительного результата измерений Михальского и др. (1977) переменной оптической круговой поляризации CygX-1:  $P_V \cong 5 \cdot 10^{-4}$ .

## 7. Заключение

Мы оценили величину магнитного поля двух рентгеновских двойных: ScoX-1 и CygX-1. Для оценки использовались три различных метода. Один из них связан с корректным учетом фарадеевского вращения плоскости поляризации в процессе рассеяния рентгеновского излучения (метод развит Гнединым и Силантьевым 1980, 1984, 1997). Другой оригинальный метод определения силы магнитного поля объектов, подобных ScoX-1, разрабо-

тан Титарчуком и др. (2001). Этот метод основан на определении частот квазипериодических осцилляций в рентгеновских двойных и интерпретации их как магнитоакустических осцилляций в нейтронной звезде двойной системы. Замечательно, что оба метода дали близкие результаты: сила магнитного поля в нейтронной звезде ScoX-1 порядка  $B_s \approx 10^7$  Гс. Удивительно, что измерения круговой поляризации в оптике дали для ScoX-1 такую же оценку магнитного поля, принимая во внимание, что оптическое излучение генерируется во внешних слоях аккреционного диска сравнительно далеко от самой нейтронной звезды.

**Благодарности.** Ю.Н. Гнедин благодарит за поддержку Российскую исследовательскую программу “Нестационарные явления в астрономии”, программу “Астрономия” российского министерства науки и образования и РФФИ (грант N271 03-02-17223).

## Список литературы

- Бескин (Beskin V.S.), 1997, *Phys. Uspekhi*, **40**, 659  
 Блэндфорд и Знаек (Blandford R.D., Znajek R.L.), 1977, *MNRAS*, **179**, 433  
 Блэндфорд (Blandford R.D.), 2001, *astro-ph/0110397*  
 Вайскопф и др. (Weisskopf M.C., Silver E.H., Kestenbaum H.L., Long K.S., Novick R., Wolff R.S.), 1977, *Astrophys. J.*, **215**, L65  
 Гнедин и Шулов (Gnedin Yu.N., Shulov O.S.), 1971, *Astrofizika*, **7**, 529  
 Гнедин, Сюняев (Gnedin Yu.N., Sunyaev R.A.), 1974, *A&A*, **36**, 379  
 Гнедин, Силантьев (Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A.), 1980, *Pis'ma Astron. Zh.*, **6**, 344  
 Гнедин, Силантьев (Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A.), 1984, *Astrophysics and Space Science*, **102**, 175  
 Гнедин и др. (Gnedin Yu.N., Red'kina N.P., Tarasov K.V.), 1988, *Sov. Astron.*, **32**, 186  
 Гнедин, Силантьев (Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A.), 1997, In: *Basic Mechanisms of Light Polarization in Cosmic Media*, Harwood Academic Publ., Amsterdam  
 Гнедин, Силантьев (Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A.), 2002, *Pisma Astron. Zh.*, **28**, 15  
 Долгинов и др. (Dolginov A.Z., Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A.), 1995, In: *Propagation and Polarization of Radiation in Cosmic Media*, Gordon and Breach, New York  
 Иллинг и Мартин (Illing M.E., Martin P.G.), 1972, *Astrophys. J. Lett.*, **176**, L113  
 Кемп и др. (Kemp J.C., Wolstencroft R.D., Swedlund L.B.), 1972, *Astrophys. J. Lett.*, **173**, L118  
 Лайтман, Шапиро (Lightman A.P., Shapiro S.L.), 1975, *Astrophys. J. Lett.*, **198**, L73  
 Ли, Пачинский (Li L.-X., Paczynski B.), 2000, *Astrophys. J. Lett.*, **534**, L197  
 Ли (Li L.-X.), 2002, *astro-ph/0202361*  
 Лонг и др. (Long K.S., Chanan G.A., Ku W.H.-M., Novick R.), 1979, *Astrophys. J. Lett.*, **232**, L107  
 Лонг и др. (Long K.S., Chanan G.A., Novick R.), 1980, *Astrophys. J.*, **238**, 710  
 Михальский и др. (Michalsky J.J., Swedlund J.B., Severny A.B.), 1971, *Astrophys. J. Lett.*, **180**, L55  
 Никитин и др. (Nikitin N.S., Kuvshinov V.M., Severny A.B.), 1971, *ApJ*, **170**, L53  
 Рис (Rees M.J.), 1975, *MNRAS*, **171**, 457  
 Робертсон и Лейтер (Robertson S.L., Leiter D.J.), 2001, *ApJ*, **565**, 447  
 Руффини (Ruffini R.), 2002, *astro-ph/0202451*  
 Северный, Кувшинов (Severny A.B., Kuvshinov V.M.), 1975, *Astrophys. J. Lett.*, **200**, L13  
 Силантьев (Silant'ev N.A.), 2002, *A&A*, **283**, 326  
 Титарчук и др. (Titarchuk L.G., Bradshaw C.F., Wood K.S.), 2001, *astro-ph/0108457*