академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

V.1K 52 0+ 524.354

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

В. М. АОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ Поступные 13 июля 1981

Предполаглется, что полярнывция налучения рентгеновских источников обусловлене расселнием излучения на свободных алектронав. Для теоретического определения стенени полярназации рассматривается многократное расселние ислучения в плоском слопри темнературе, записящен от оптический глубимы. Решены млиейные питегральное уравнения, определяющие интенсивности излучения, вылодящего из слоя. Теоретические значения степени коляризации сравниковотся с ноблюденными значениями для рентгеновских источников Лебедь X-1 и Скоримон X-1 В результате этого сравнения оценены немоторые параметры аккреумонных дисков.

1. Введение. Для объяснения излучения компактных рентгеновских источников в работах [1—3] была предложена модель двойной системы, состоящей из нейтронной звезды и ее оптического спутника. Перетскание лещестая от оптической звезды к нейтронной должно приводить х появлению «креционного диска с очень высокой температурой — порядка десят: милляенов гродусов. Эта горячая плазма и должна обеспечивать наблюдаемое рентгеновское излучение в интервале 1—10 каВ. Такое объяснения подтислядается наблюдаемым орбитальным движением оптической звезды.

Как было указано Рисом [4], излучение аккреционного диска должно быть линейно поляризованным вследствие рассеяния на свободных электронах. При наблюдениях с помощью спутников [5—7] поляризация реятсеновских источников в некоторых случаях действительно была обнаружена и оказалась порядка нескольких процентов. Сравнение теоретических и наблюденных значений поляризации может дать важные сведения как с физических условиях в аккреционном диске, так и о его геометрических характеристиках.

6-1388

Интерпретация поляризационных наблюдений ремтгеновских источников производилась в ряде работ [5—8]. При этом использовались давние теоретические результаты [9], относящиеся к определению степени поляризации излучения, выходящего из полубесконечной чисто влектронной атмосферы при источниках энергии, находящихся на бесконечно большей оптической глубине. Однако такие условия вряд ли осуществляются в аккреционных дисках.

В настоящей статье рассматривается процесс многохратного рассеяния излучения свободными электронами в плоском слое конечной оптической толщины. При втом считается, что источники энергии расположены внутри слоя, причем их мощность возрастает по мере удаления от его границ. В результате определяется степень поляризации излучения, выходящего из слоя наружу.

В конце статън результаты теоретических расчетов сравниваются с наблюдательными данными о поляризации излучения рентгеновских источников Лебедь X-1 и Скорпион X-1 и делаются некоторые выводы из такого сравнения.

2. Физические соображения. Будем считать, что аккреционный диск состоит в основном из водорода и обозначим через л концентрацию водородных атомов и через Т температуру газа. Как известно (см., например, [10]), объемный ковффициент излучения частоты у при условии почти полной ионизации водорода определяется формулой

$$u_{s} = 5.4 \ 10^{-39} \ \frac{g n^2}{T^{1/2}} e^{-kT}, \tag{1}$$

гле д -- множитель Гаунта (порядка единицы).

Вырабатываемое в диске излучение может испытывать истинное поглощение атомами водорода и рассеяние на свободных электронах. Для объемного коэффициента истинного поглощения имеем

$$\alpha = 3.7 \cdot 10^{8} \frac{gn}{T^{1/2}} (1 - e^{-7}), \qquad (2)$$

а для объемного коэффициента рассеяния

$$s = 6.65 \cdot 10^{-25} n. \tag{3}$$

Для дальнейшего важно оценить отношение «/», которое на основании (2) и (3) равно

$$\frac{\alpha_{v}}{\sigma} = 5.5 \ 10^{32} \frac{gn}{T^{5/2} v^{3}} (1 - e^{-1}). \tag{4}$$

82

Подставляя в формулу (4) значения температуры $T \approx 2 \cdot 10^7$ К и энергию фотона $hv \approx 3$ кэВ $\approx 5 \cdot 10^{-9}$ эрг, находим

$$\frac{1}{\sigma} \approx 10^{-24} n. \tag{5}$$

Ясно, что концентрация атомов водорода в аккреционном диске гораздо меньше значения $n \approx 10^{51}$ см⁻³ (обычно считается, что $n \approx 10^{10}$ см⁻³). Поатому отношение $\alpha/3$ рентгеновской области спектра гораздо меньше 1 (скажем, $z/3 \approx 10^{-8}$). Это значит, что при рассмотрении процесса многократного рассеяния излучения на свободных электронах можно пренебречь истипным поглощением.

Мы будем представлять аккреционный диск в виде плоского слоя, в котором концентрация атомов *п* зависит только от одной координаты от расстояния *z* от границы слоя. Вследствие того, что э , оптическая глубина ⁼ какого-либо места в слое и оптическая толщина ⁻0 всего слоя будут равны

где z₀ — геометрическая толщина слоя.

Температуру T мы будем также считать зависящей только от координаты z (или от оптической глубины т). Поэтому и первичная функция источников, которая в данном случае (т. е. при $a \gg a$) равна $B_a = 1$ будет зависеть только от Пользуясь формулами (1) и (3), для функции B_a (т) получаем

$$B_0(\tau) = 8 \cdot 10^{-15} \frac{g\pi(\tau)}{T^{1/2}(\tau)} e^{-\frac{\pi}{3}T^{1/2}}$$
 (7)

Это выражение для В. (-) ниже волдет в уравнения, определяющие степень поляризации излучения, выходящего из рассматриваемого слоя.

3. Основные уравнения. Уравнения переноса поляризованного излучения при рассеянии на свободных электронах в плоском слое были получены уже давно (см. [9] и [11]). Тогда же были предложены методы для определения наиболее важных для практики величин — интенсивностей излучения, выходящего из слоя (а значит, и степени поляризации выходящего излучения). В книге [11] даны линейные интегральные уравшения для непосредственного определения этих интенсивностей. Такие уравшения без особого труда решаются при любых типах источников внергии, расположенных в слое.

В. М ЛОСКУТОВ, В В. СОБОЛЕВ

В нашей недавней статье [12] упомянутые линейные интегральные уравнения были решены для случая равномерного распределения источников анергии, т. е. при $B_0 = \text{const}$. Теперь мы решим те же уравнения для случая, когда функция B_0 (т) дается формулой (7). При втом сделаем естественное предположение, что величины π и T принимают одинаковые значения на одиих и тех же расстояниях от границ слоя, т. е.

$$n(\tau) = n(\tau_0 - \tau), \quad T(\tau) = T(\tau_0 - \tau).$$
 (8)

При таком предположении интенсивности излучения, выходящего через каждую из границ слоя под одним и тем же углом к нормали. между собой совпадают. Поэтому вместо четырех уравнений (4)—(7) статын [12] мы имеем всего два уравнения для определения двух неизвестных функций /(η) и К(с). Напомним, что эти функции равны

$$I(\eta) = I_{I}(\eta) + I_{r}(\eta), \quad K(\eta) = I_{r}(\eta) - I_{I}(\eta), \quad (9)$$

где $l_l(\gamma_l)$ и $l_r(\gamma_l)$ — интенсивности излучения с колебаниями соответственно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к границе слоя, и перпендикулярно к втой плоскости. Величина $l(\gamma_l)$ есть полная интенсивность налучения, выходящего из слоя под углом агс соз γ к нормали, а неличина $p(\gamma_l) = K(\gamma_l) l(\gamma_l)$ — степень поляризации излучения.

Как следует из статьи [12], для нахождения функций $I(\eta)$ и $K(\eta)$ служат ураннения

$$I(\eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} \frac{\eta I(\eta) - \eta^{*} I(\eta^{*})}{\eta - \eta^{*}} d\eta^{*} - \frac{1}{2} \int_{0}^{1} \frac{\eta^{*} I(\eta^{*})}{\eta + \eta^{*}} d\eta^{*} - \frac{1}{2} u(\eta) + I_{\theta}(\eta), \qquad (10)$$

$$u(\eta) = \frac{1}{4} \int_{-1}^{1} P_{3}(\eta^{*}) \frac{\eta I(\eta) - \eta^{*} I(\eta^{*})}{\eta - \eta^{*}} d\eta^{*} + \frac{9}{16} \int_{-1}^{1} (1 - \eta^{*2})^{*} \frac{\eta u(\eta) - \eta^{*} u(\eta^{*})}{\eta - \eta^{*}} d\eta^{*} - \qquad (11)$$

$$\frac{1}{4} e^{-\frac{\eta}{\eta}} \int_{0}^{1} [I(\eta^{*}) P_{3}(\eta^{*}) - \frac{3}{2} K(\eta^{*}) (1 - \eta^{*2})] \frac{\eta^{*} d\eta^{*}}{\eta + \eta^{*}},$$

гае обозначено

$$K(\eta) = \frac{3}{2} u(\eta) (1 - \eta^2)$$
 (12)

н $P_{2}(\eta)$ — второй полином Лежандра. При выполжении интегрирования в этих уравнениях надо иметь в виду, что $l(\eta) = 0$ и $u(\eta) = 0$ при $\eta < 0$.

Уравнения (10) и (11) написаны для случая чистого рассеяния (т. е. $\lambda = 1$), так как выше было показано, что в аккреционных дисках рентгеновских источников коаффициент электронного рассеяния в сильной степени преобладает над коаффициентом истичного поглощения. В данном случае к атим уравнениям надо добавить соотношение

$$\int_{0}^{1} f(\eta) \eta d\eta = \int_{0}^{\infty} B_{0}(\tau) d\tau, \qquad (13)$$

нытекающее из формулы (18) статын [12].

Свободный член уравнения (10) представляет собой интенсивность излучения, выходящего из слоя непосредственно от находящихся в нем источников внергии, т. е.

$$I_{0}(\tau_{i}) = \int_{0}^{\tau} B_{0}(\tau) e^{-\frac{\tau_{i}}{\tau_{i}}} \frac{\mathrm{d}\tau}{\tau_{i}}.$$
 (14)

где надо считать, что величина В. (*) дается формулой (7).

Таким образом, задача об определении степени поляризации излучения, выходящегс из рассматриваемого слоя, состоит в решении уравнений (10) и (11) пръ дополнительном условки (13) и при задании величины $J_0(\eta)$, записящей от распределения источников энергии в слое.

4. Численные результаты. Для решения уравиений (10) и (11) надо задать первичную функцию источников $B_0(\tau)$, т. е. величины л и T в зависимости от оптической глубины 5. Сейчас у нас нет никаких данных об атих величинах, кроме общего соображения, что они, по-видимому, возрастают при приближении к середние слоя. Повтому выражение для температуры I мы возьмем в виде

$$T = \frac{T_0}{1 - a + a \left(1 - 2\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2},$$
(15)

где T_n — температура на границе слоя и a — некоторый нараметр. В середине слоя, т. е. при $\tau = \tau_0/2$, температура равна $T_1 = T_0/(1-a)$. Величину п для простоты будем считать пропорциональной VT. Тогда, согласно формулам (7) н (15), имеем

$$B_0(\tau) = Ce^{-\delta \left(1-2\frac{\tau}{c_0}\right)^2},$$
(16)

где

$$b = a \frac{h^*}{kT_0} \tag{17}$$

н C — некоторая постоянная.

Подстановка (16) в (14) дает

$$I_{0}(\eta) = C \int_{0}^{\pi} e^{-i\left(1-\frac{\eta}{\eta}\right)^{2} - \frac{\eta}{\eta}} \frac{d\eta}{\eta}.$$
 (18)

Это выражение для I₀ (1) и используется нами при решении уравнений (10) и (11).

В табл. 1—4 приведены значения степени поляризации излучения *p*(η), найденные в результате решения атих уравнений. Таблицы составлены для четырсх значений оптической толщины слоя (τ₀ = 3, 5, 7 и 10). и в каждой из них содержатся значения *p*(η) (в процентах) при разных значениях η и b.

Таблица 1

10	0	0.5	1	2	4	8	16
0	_0.67	0.02	0.71	1,94	3.47	4.45	4.87
0.1	-4.11	-3.62	-3.13	-2.21	-0.94	0.03	0.48
0.2	-5.27	-4.94	-4.61	-3.98	-3.06	-2.23	-1.77
0.3	-5.71	-5.50	-5.28	4.88	-4.26	3.67	-3.30
0,4	-5.70	-5.57	-5.44	-5.19	- 4.80	-4.41	-4.15
0.5	-5.37	-5.29	-5.21	-5.06	-4.82	-4.57	-4.40
0.6	-4.77	-4.72	-4.67	4.58	-4.43	-4.27	4.16
0.7	-3.92	- 3,89	-3.87	-3.81	-3.73	-3.63	-3.56
0.8	- 2.84	-2.83	-2.82	-2.79	-2.74	-2.69	-2.65
0.9	-1.54	- 1.53	-1.53	1 52	-1.50	-1.48	-1.46
1.0	0	0	0	0	0	0	0

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИЯ р (т) ПРИ : 3

При *b* = 0 мы имеем случай равномерного распределения источником энергии в слое, подробно рассмотренный нами ранее [12]. Из таблиц вид-

86

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

но, как меняется величина p(ч) с возрастанием параметра b, т. е. с изменением распределения источников.

- Car			
1 -	5.	242472	
8 62	0.4	4444	

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ в (п) ПРИ то 3

1.	0	0.5	1	2	4	8	16
0	2.81	3.82	4.76	6.28	7.97	8,92	9.29
0.1	-0.77	0.06	0.83	2.12	3.66	4_62	5.00
0.2	-2.10	-1.44	0.81	0.25	1.58	2.51	2.91
0.3	2.73	-2.21	-1.72	-0.87	0.22	1.06	1.46
0.4	-2.96	-2.56	-2.18	-1.54	-0.68	0.02	0.39
0.5	-2.92	-2.62	- 2.34	-1.86	-1.22	-0.67	-0.37
0.6	-2.66	-2.45	-2.25	-1.90	-1.45	1.05	-0.82
0.7	-2.23	-2.08	-1.94	-1.71	-1.40	-1.13	-0.97
0,8	-1.63	-1.54	-1.46	-1.32	-1.13	-0.96	-0.87
0.9	0,89	-0.85	-0.81	-0.74	-0.06	-0.58	-0.53
1.0	0	U	0	0	0	0	0

Таблица З

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ Р(1) ПРИ - 7

10	0	0_5	1	2	4	8	16
0	4.84	5,88	6.82	8.27	9.77	10.6	10.8
0.1	1.15	2.04	2,84	4.11	5.50	6.28	6.55
0.2	0.30	0.44	1.12	2.21	3.46	4.22	4.50
0.3	-1.06	-0.45	0.11	1.02	2.10	2.82	3.11
0.4	-1.45	-0.95	-0.50	0.24	1.14	1 79	2.07
0.5	-1.58	-1.19	-0.84	-0.26	0.47	1.01	1.27
0 6	-1.52	1.23	-0 96	-0.53	0.02	0,45	0.66
0.7	-1.31	-1.11	0.92	-0.61	-0.23	80.0	0.25
0.8	-0.98	-0.85	-0.74	0.54	-0.30	-0,10	0.01
0.9	-0.54	-0.48	-0.43	-0 33	-0.22	-0.12	-0.07
1.0	0	0	0	0	0	U	0

Важно отметить, что величина $p(r_i)$ принимает как отрицательные, так и положительные значения. Как следует из формул (9), при $p(r_i) < 0$ колебания совершаются преимущественно в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слою, а при $p(r_i) > 0$ — преимущественно в перпендикулярной плоскости.

Таблица 4

Степень полл наядии вта ни в							
h	0	0.5	i	2	4	8	16
η 0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.0	6.60 2.79 1.22 0.32 -0.20 -0.49 -0.60 -0.59 -0.48	7.65 3.63 1.94 0.93 0.30 -0.09 -0.29 -0.37 -0.33 0.21	8.39 4.36 2.56 1.46 0.74 0.27 -0.02 -0.17 -0.20 2.14	9.62 5.45 3.52 2.28 1.43 0.83 0.41 0.15 0	10.8 6.56 4.53 3.17 2.20 1.47 0.92 0.52 0.24	11.4 7.09 5.04 3.67 2.65 1.87 1.25 0.77 0.41	11.5 7,23 5.19 3.82 2.80 2.01 1.39 0.88 0.49 0.20
1.0	0	0	0	0.05	0.07	0	0

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ "

5. Сравнение теории с наблюдениями. Табл. 1—4, дающие теоретические значения степени поляризации излучения. могут быть применены для интерпретации результатов поляризационных наблюдений рентгеновских источников. Эти результаты, полученные в 1975—78 гг. с помощью спутника OSO-8, содержатся в ряде работ [5—7].

В табл. 5 приведены результаты наблюдений, относящиеся к рентгеновским источникам Лебедь Х-1 и Скорпион Х-1. Для каждого на атих источников даны значения степени поляризации и позиционного угла для апергий 2.6 каВ и 5.2 каВ. Данные для Суд Х-1, усредненные за три года. взяты из работы [7]. а данные для Sco X-1, усредненные за два года. из работы [6].

Табливо 5

Рентгеновсяня	Эноргия в	Степень поляри-	Познанонима	
источния	квВ	вации ()	угол (град.)	
Acted X-1	2.6	2.44+1.07	162+13	
	5.2	5.3 +2.5	155+11	
Скарпион Х-1	2.6	0.39+0.20	28 6+10.1	
	5.2	1.31+0.40	56.7+ 5.9	

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮЛЕНИЙ

Наблюдательные данные о рентгеновских источниках Лебедь X-2 и Лебедь X-3 мы использовать не будем, так как они нам кажутся менее надежными.

Из сравнения между собой табл. 1—4 и табл. 5 видно, что содержащиеся в них значения степени поляризации — одного порядка. Уже одно

поляризация издучения

ато обстоятельство можно считать доводом в пользу предположения о том, что поляризация излучения рентгеновских источников возникает в аккреционных дисках вследствие рассеяния на свободных электронах. При балее же внимательном сравнении теоретических и наблюденных значений степени поляризации можно пытаться определить основные характеристики аккреционного диска: 1) угол наклона диска *i* по отношению к наблюдателю (в наших обозначениях соз *i* = τ_i), 2) оптическую толцину диска τ_0 , 3) величину параметра *b*, определенного формулой (17) и характерилующего температуру в диске.

Для нахождения перечисленных величин очень важен тот факт, что наблюдения каждого из рентгеновских источников производились для двух энергий фотонов ($hv_1 = 2.6$ каВ и $hv_2 = 5.2$ каВ). Благодаря этому на укаланные величины накладываются следующие существенные ограничения: 1) для обеих энергий углы / очевидно, одинаковы: 2) для обеих энергий оптические толщины слоя также одинаковы (ибо они определяются влектронным рассеянием, которое не зависит от частоты): 3) значения параметра b для энь энергий (мы их обозначим соответственно через b_1 и b_2), согласно формуле (17), отличаются друг от друга в два раза, т. с. $b_2 = 2b_1$.

Надо также иметь в виду, что при поляризации, обусловленной электронным рассеянием, плоскости преимущественных колебаний (а следовательно, и наблюдаемые позиционные углы) для разных частот должны или сояпадать друг с другом или отличаться на 90°. Как видно из табл. 5, для истечника Лебедь X-1 эти плоскости в пределах ошибок сояпадают, а для истечника Лебедь X-1 эти плоскости в пределах ошибок сояпадают, а для истечника Скорпион X-1— несколько различаются. Однако, учитыпая малую течность наблюдений, мы будем считать эти плоскости совпадающими и для истечника Скорпион X-1. Отсюда, в частности, следуст, что как для одного истечника, так и для другого значения степени поляризации р (7) при обенх энергиях должны иметь одинаковый знах.

Из табл. 5 видно, что для рассматриваемых рентгеновских источилков численное значение величины *р*(1) растет вместе с частотой излучения ч, или с параметром b. Такой ход измещения этой величины, как сладует из табл. 1—4, осуществляется только зогда, когда она положительна.

Принимая во внимание сказанное, мы сейчас сравним теорию с наблюденнями для каждого рентгеновского источника в отдельности.

В случае источника Лебедь X-1 наблюдения при частотах v_1 и v_2 дают значения степени поляризации $p_1 = 2.44$ и $p_2 = 5.3$. Обращкясь к табл. 1–4. мы видим, что при небольших значениях i, соответствующим подбором параметра b (задавая его равным b_1 и $b_1 = 2b_1$) можно получить значения p_1 и p_2 , близкие к наблюдаемым. Например, при $\tau_0 = 7$ и $\tau_1 = 0.15$, полагая $b_1 = 2$ и $b_1 = 4$, имеем $p_1 = 3.0$ и $p_2 = 4.4$.

Хотя эти значения степени поляризации и отличаются от наблюденных значений, но они находятся в пределах, допускаемых ошибками наблюдений.

Если принять указанные значения параметров аккреционного диска, то можно сделать следующие выводы.

 Угол наклона диска равен і = 81°. Представляет интерес сравненно атого значения угла ісо значением угла паклона орбиты, получающимся из анализа наблюдений в оптической области спектра. Однако результаты работ, в которых выполиялся такой анализ (см., например, [13—15]), пока противоречивы.

2) При оптической толщине диска $z_0 = 7$ имеем $nz_0 \approx 10^{21}$, где n =средняя концентрация атомов водорода и $z_0 =$ геометрическая толщина диска. Полагая $z_0 = 10^9$ см. находим $n = 10^{15}$ см⁻¹.

3) При $b_1 = 2$ формула (17) дает $T_0/a = 1.5 \cdot 10^3$. Так как температура в средней плоскости диска равна $T_1 = T_0/(1-a)$, то $T_1 = 1.5 \cdot 10^5 a/(1-a)$. Например, полагая a = 0.8, получаем $T_0 = 1.2 \cdot 10^3$ и $T_1 = 6 \cdot 10^5$.

В случае источника Скорпион X-1 для частот v_1 и v_2 значення степени поляризации, согласно наблюдениям, ранны $p_1 = 0.39$ и $p_2 = 1.31$. Как видно из табл. 1-4, такие значения p_1 и p_2 можно получить при разных комбинациях параметров диска. В качестве примеров укажем следующие. 1) $\tau_0 = 5$, $\tau_1 = 0.28$, $b_1 = 4$, $b_2 = 8$; 2) $\tau_0 = 7$, $\tau_1 = 0.38$, $b_1 = 2$, $b_2 = 4$. В данном случае угол наклопа диска *i* может иметь гораздо меньшие значения, чем и случае Лебедя X-1.

Следует подчеркнуть, что наша интерпретация результатов поляриметрических наблюдений рентгеновских источников существенно основана на допущении об изменении температуры в аккреционном диске. Если бы температура считалась постоянной, то теорстические значения степени поляризации не зависели бы от частоты излучения. На самом деле, согласно наблюдениям, такая зависимость существует и притом довольно силыная.

Разумеется, закон изменения температуры с оптической глубиной, данаемый формулой (15), принят нами лишь в качестве первого приближения. Вероятно, при более подходящем выборе этого закона можно добитася лучшего согласия между теорией и наблюдениями. Однако вряд ли имеет смысл производить подобные вычисления до расширения и уточнения наблюдательных данных.

В заключение заметим, что полученные нами значения температуры ссответствуют модели «холодного» аккреционного диска. Однако в случае источника Лебедь X-1 наблюдениями обнаружено не только мягкое, но и жесткое рентгеновское излучение. Для объксиения всего рентгеновского

поляризация излучения

спектря были предложены более сложные модели диска [16—19]. Вопро: о поляризации излучения для таких моделей требует особого рассмотрения.

Аснинградский государственный университет

ON THE POLARIZATION OF X-RAY SOURCES

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

It is supposed that the polarization of X-ray sources is due to electron scattering. For the theoretical determination of the degree of polarization multiple scattering in a plane slab is considered when temperature varies with the optical depth. The linear integral equations for the emergent intensities are solved. The theoretical polarization is compared with the observational data for X-ray sources Cyg X-1 and Sco X-1. Parameters of accretion disks in these systems are evaluated.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. E. Pringle, M. J. Rees, Astron. Astrophys., 21, 1, 1972.
- 2. N. I. Shukura, R. A. Sunjaev, Astron. Astrophys., 24, 337, 1973.
- 3. I. D. Novikov, K. S. Thorne, Black Holes, New York, 1973.
- 4. M. J. Rees, M. N. R.A. S., 171, 457, 1975.
- 5. M. C. Weisskopf, E. H. Silver, N. L. Kestenbaum, K. S. Long, R. Navick, R. S. Walff, Ap. 1, 215, L65, 1977.
- K. S. Long, G. A. Chanan, W. H.-M. Ku, R. Novick, Ap. J., Lett. 232, 1107, 1979.
- 7. K. S. Long, G. A. Chanan, R. Novick, Ap. J., 238, 710, 1980.
- 8. A. P. Ligthman, S. L. Shaptro, Ap. 1., 198, L73, 1975.
- 9. S. Chandrasekhar, Radiat. Transfer, 1950 (русси, перевод: С. Чандрасекар, Перенос лучистой внергин, И.А. М., 1953).
- 10. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики. Наука. М., 1975, стр. 314
- В. В. Саболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звеза и планет, Гостехиздат М., 1956.
- 12. В. М. Лоскутов, В. В. Соболев, Астрофизика, 17, 535, 1981.
- Н. Г. Бочкарси. Е. А. Карицкав, Р. А. Сюняев, Н. И. Шакура, Письма АЖ, 5, 185, 1979.
- 14. J. C. Kemp. Astron. Astrophys., 91, 108. 1980.
- 15. Н. И. Балов, А. В. Гончарский, А. М. Черепацук, Астрон. т., 58, 67, 1981.
- 16. S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, Ap. J. 204, 187, 1976.
- 17. G. S. Bisnovatyi-Kogan, S. I. Blinnikov, Astron. Astrophys., 59, 111, 1977.
- 18 A. A. Galeev, R. Rosner, G. S. Valanu, Ap. J. 229, 318, 1979.
- 19. R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, Astron. Astrophys., 86, 121, 1980.