

УДК: 524.354.7:524.882

## МОДЕЛЬ ОБЪЕКТА ГЕМИНГА: ВЫРОЖДЕННЫЙ КАРЛИК, ВРАЩАЮЩИЙСЯ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 19 июля 1984

Периодические изменения блеска объекта «Геминга» в  $\gamma$  и рентгеновском диапазоне интерпретируются как орбитальное вращение вырожденного карлика с  $M = 0.6 M_{\odot}$  вокруг черной дыры с общей массой системы  $M = 5 M_{\odot}$ . Карлик предполагается заполняющим полость Роша, его орбитальный период совпадает с наблюдаемым  $P \approx 1$  мин, а гравитационное излучение совместно с перетеканием вещества объясняют увеличение периода. Предполагается, что другие неотожествленные точечные галактические  $\gamma$ -источники относятся к тому же классу объектов. Поток энергии гравитационных волн от Геминги на Земле в данной модели равен  $5 \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>/с для расстояния 100 пс.

1. Введение. Объект «Геминга», открытый сначала как яркий источник 2CG 195+04 жестких  $\gamma$ -квантов ( $E \geq 50$  МэВ) с потоком  $\sim 2.4 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup>/с [1—3], в последнее время отождествлен с помощью наблюдений на «Эйнштейне» со слабым рентгеновским источником [4], а с помощью ССД камеры с оптической звездочкой 21.3 величины [5]. Надежность отождествления  $\gamma$  и рентгеновского источника подтверждается совпадением периодов изменений блеска  $P \approx 1$  мин в обоих диапазонах [6]. Оптическое отождествление стало возможным благодаря высокой точности в определении координат рентгеновского и оптического источников.

Геминга обладает рядом особенностей, каждой из которых достаточно, чтобы называть этот объект уникальным.

1. Соотношение между светимостями в различных диапазонах не похоже на любой другой объект [4, 5]:

$$L_{\gamma}/L_X = 10^3, L_X/L_V \approx 200;$$

радионизлучение отсутствует, согласно наблюдениям на VLA.

2. Наблюдается быстрое увеличение периода с характерным временем удвоения в несколько сот лет [6]. Отметим, что все известные долгопериодические рентгеновские пульсары уменьшают свой период.

3. Остаток сверхновой отсутствует. Возможная оптическая вспышка, согласно древним китайским хроникам, наблюдавшаяся в 437 г. в направлении Геминги, дает повод предположить возможность быстрого сжатия, не сопровождавшегося сбросом оболочки [6].

Второе из вышперечисленных свойств Геминги: величина и скорость изменения периода непринужденно объясняются следующей моделью: тесной двойной системой, состоящей из вырожденного карлика, вращающегося с периодом  $\approx 1$  мин вокруг черной дыры, с общей массой  $5 M_{\odot}$ . Получены параметры модели, дающие хорошее согласие с наблюдениями. Рассмотрен эволюционный сценарий, указывающий возможный путь образования такой системы.

Наиболее трудным для объяснения является механизм излучения и необычный спектр Геминги. В предлагаемой модели эта трудность возможно, преодолима. Здесь при объяснении соотношений между  $L_T$ ,  $L_X$  и  $L_V$  мы ограничились лишь качественными рассуждениями. Отсутствие количественной теории генерации излучения при аккреции замагниченного вещества на вращающуюся черную дыру не позволило сделать большего.

2. *Описание модели и ее параметры.* Рассмотрим тесную двойную систему, состоящую из белого карлика массы  $M_1$ , в паре с черной дырой массы  $M_2$ . Предположим, что белый карлик заполняет полость Роша и вещество из его оболочки перетекает на черную дыру, образуя аккреционный диск. Ввиду практической замороженности тепловых процессов на вырожденном карлике, темп перетекания будет определяться потерей вращательного момента за счет гравитационного излучения. Замечательным свойством такой системы, впервые отмеченным при рассмотрении аналогичной модели карликовых новых [7, 8], является рост орбитального периода в процессе потери вращательного момента гравитационным излучением. Это связано с ростом радиуса карлика при уменьшении его массы и интенсивным перетеканием вещества. Данное свойство позволяет естественно объяснить рост периода колебаний блеска Геминги, что с большим трудом объяснялось в других моделях [9].

Для количественных оценок используем следующие свойства и соотношения:

1. Вырожденный карлик заполняет полость Роша, радиус которой совпадает с его радиусом  $R_2$  и связан с расстоянием  $R_{12}$  между центрами масс соотношением [7]:

$$R_2 = R_{12} \frac{2}{3^{4/3}} \left( \frac{M_2}{M} \right)^{1/3}, \quad M = M_1 + M_2. \quad (1)$$

2. Период обращения  $P$  связан с параметрами системы по закону Кеплера

$$P = \frac{2\pi R_{12}^{3/2}}{(GM)^{1/2}}. \quad (2)$$

Из (1), (2) следует связь орбитального периода с радиусом белого карлика  $R_2$ :

$$P = \frac{9\pi R_2^{3/2}}{\sqrt{2GM_2}}. \quad (3)$$

3. Радиус карлика  $R_2$  при  $\mu_* = 2$  связан с его массой  $M_2$  соотношением, которое с 10% точностью аппроксимирует расчеты Чандрасекара [10]:

$$R_2 \approx 7.6 \cdot 10^8 \left( \frac{M_\odot}{M_2} \right)^{1/3} \text{ см}, \quad 0.2 \leq \frac{M_2}{M_\odot} \leq 0.75. \quad (4)$$

4. Пренебрегая собственным моментом вращения звезд, имеем выражение для момента вращения системы (для круговой орбиты)

$$I = M_1 M_2 \sqrt{\frac{G R_{12}}{M}}. \quad (5)$$

5. Скорость потери вращательного момента за счет гравитационного излучения определяется формулой [11]

$$\frac{\dot{I}}{I} = - \frac{32G^3}{5c^3 R_{12}^4} M M_1 M_2. \quad (6)$$

Подставив (4) в (3), найдем связь орбитального периода с массой карлика, заполняющего полость Роша:

$$P \approx 36 \frac{M_\odot}{M_2} \text{ с}, \quad M_2 \approx 0.6 M_\odot \text{ для } P = 60 \text{ с}. \quad (7)$$

Из соотношений (1), (4)—(6) следует уравнение эволюции системы под действием гравитационного излучения и перетекания вещества

$$\frac{\dot{m}_2}{m_2} = - D m_2^{1/3} m^{2/3} \frac{(1 - m_2/m)^2}{1 - \frac{5}{3} \frac{m_2}{m}}, \quad (8)$$

где

$$D = \frac{2^8 G^3 M_{\odot}^3}{5 \cdot 3^{13/3} (7 \cdot 6)^4 c^3 \cdot 10^{32}} \approx 1.3 \cdot 10^{-10}, \quad m_2 = \frac{M_2}{M_{\odot}}, \quad m = \frac{M}{M_{\odot}} = \text{const.} \quad (9)$$

При  $m_2 \ll m$  и граничном условии  $m_{2,0} = 0.6$  при  $t = 0$  ( $P_0 = 60$  с), решение уравнения (8) имеет вид

$$m_2 = 0.6 (1 + 7.3 \cdot 10^{-11} m^{2/3} t)^{-3/11},$$

$$M_2 \approx -4 \cdot 10^{-4} \frac{m^{2/3} (M_{\odot} / \text{год})}{(1 + 7.3 \cdot 10^{-11} m^{2/3} t)^{14/11}}, \quad (10)$$

$$P = 60 (1 + 6.3 \cdot 10^{-6} m^{2/3} t_d)^{3/11} \text{ с.}$$

Здесь  $t_d$  — время в днях. Наблюдательные данные по зависимости  $P(t)$  [6] удовлетворительно аппроксимируются (10) при  $m = 5$

$$P = 60 (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{3/11}. \quad (11)$$

Используя (1), (10), можно выписать закон изменения расстояния между компаньонами со временем

$$R_{12} = 4 \cdot 10^9 (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{2/11} \text{ см.} \quad (12)$$

Теоретическая кривая (11) вместе с наблюдательными точками приведена на рис. 1. Примерно 130 лет назад масса карлика была равна  $\sim 1 M_{\odot}$ , период равнялся  $\sim 36$  с, а расстояние между звездами  $\sim 3.6 \cdot 10^9$  см\*. Предположим, что к тому времени относится начало стадии перетекания и образование источника Геминга в современном виде. Как следует из (10), (11), в дальнейшем можно ожидать монотонного увеличения периода с падающей  $P$ , т. е. кривая  $P(t)$  является выпуклой. Это не согласуется с аппроксимацией, данной в [6]. Для проверки или опровержения теоретической зависимости (11) требуются дальнейшие наблюдения.

Отметим, что вывод о существовании черной дыры в системе Геминга получен в рамках данной модели чисто эмпирическим способом, на основе определения массы компаньонов по данным о  $P$  и  $\dot{P}$ . Физические особенности данной системы: отсутствие радиопульсара, отсутствие остатка сверхновой, необычайно слабое рентгеновское излучение для условий аккреции — также свидетельствуют против существования нейтронной звезды в данной системе.

3. Эволюционный сценарий образования и дальнейшая судьба Геминги. Образование вырожденного карлика в паре с релятивистским ком-

\* Экстраполируя формулу (4) и последующие до  $M = M_{\odot}$ , мы завышаем  $P_{\text{min}}$  менее, чем на 50%.

паньоном (нейтронной звездой или черной дырой) обсуждалось в работе [12]. Исходной считалась тесная пара с начальными массами звезд не выше  $\sim 11 M_{\odot}$  каждая. При этом рассматривались варианты образования белого карлика как раньше, так и позже релятивистского объекта.

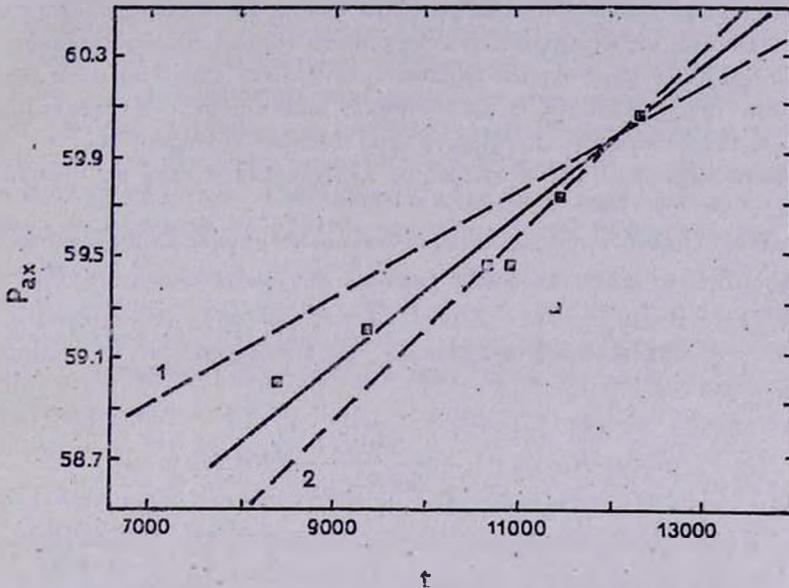


Рис. 1. Зависимость периода  $P$  (в секундах) от времени  $t$  (в днях); черные квадратики — экспериментальные данные [6]; сплошная линия — рассчитана по формуле (10) для  $M = 5 M_{\odot}$ ; штриховые линии — рассчитаны по той же формуле, 1 — для  $m = 3$ ; 2 — для  $m = 7$ . Все линии выходят из точки  $P = 60$  с при  $t = 12120$  дней.

На наш взгляд, вполне вероятным представляется образование такой системы в тесной паре звезд с близкими массами компаньонов, по  $\sim 10 M_{\odot}$ . В этом случае звезда большей массы немного обгонит свой компаньон в процессе эволюции и превратится в белый карлик, передав значительную долю массы компаньону. После увеличения массы, происшедшей на достаточно продвинутой стадии эволюции, компаньон быстро проэволюционирует до границы устойчивости и сколлапсирует, дав либо нейтронную звезду со сверхновой, либо черную дыру. Время эволюции после перетекания должно быть достаточно малым, чтобы белый карлик не успел существенно увеличить свою массу за счет аккреции и сколлапсировать к нейтронной звезде. Газовая оболочка, оставшаяся вокруг звезды после коллапса ядра, частично рассеется, а частично упадет на черную дыру в процессе аккреции, которая может быть очень эффективной ( $\dot{M} \approx \approx 10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ ) за счет нейтронных потерь [13, 14].

Спектральные характеристики объекта в оптике известны плохо [5]. Ввиду отсутствия каких-либо следов газового компонента и радиоизлучения, можно предположить, что система является достаточно старой  $\approx 10^8$  лет.

Так как в современном состоянии система может существовать очень короткое время (несколько сот лет), то ему должна была предшествовать длительная стадия эволюции за счет одного только гравитационного излучения. На второй стадии белый карлик не заполнял своей полости Роша, перетекание отсутствовало и  $\gamma$ -источника, видимо, не существовало. Был только слабый оптический и ультрафиолетовый источник за счет остывания белого карлика [15] и аккреции межзвездного газа на черную дыру [16, 17].

Будем считать массы компаньонов после образования белого карлика, черной дыры и исчезновения газовой оболочки равными  $M_2 = 1 M_{\odot}$ ,  $M_1 = 4 M_{\odot}$ . В отсутствие обмена массой из (5), (6) получаем закон сближения компаньонов в результате гравитационного излучения (для круговых орбит)

$$R_{12} = R_{12, \min} \left( 1 - \frac{256 G^3}{5c^5 R_{12, \min}^4} M M_1 M_2 t \right)^{1/4} =$$

$$= 3.6 \cdot 10^9 (1 - 3 \cdot 10^{-11} m m_1 m_2 t)^{1/4}, \quad t < 0, \quad \text{для } R_{12, \min} = 3.6 \cdot 10^9 \text{ см.} \quad (13)$$

Если система образовалась  $\leq 10^{17}$  с тому назад, то ее начальный радиус  $R_{12}^{(0)}$  и начальный период  $P^{(0)}$ , согласно (2), равнялись

$$R_{12}^{(0)} \leq 1.5 \cdot 10^{11} (m m_1 m_2)^{1/4} \text{ см,} \quad (14)$$

$$P^{(0)} \leq P_{\min} \left( \frac{R_{12}^{(0)}}{R_{12, \min}} \right)^{3/2} \approx 2.7 (m m_1 m_2)^{3/8} \text{ часа для } P_{\min} = 36 \text{ с.}$$

Таким образом, под действием гравитационного излучения тесные пары с периодом  $P \leq (2 \div 10)$  часов, состоящие из вырожденных и релятивистских звезд, сближаются и в результате наступит стадия активности, проявления которой зависят от свойств компаньонов. Предполагается, что Геминга находится на такой фазе активности, порождаемой парой вырожденный карлик + черная дыра. Другие, гораздо более кратковременные и бурные проявления активности, исследованные в работах [18, 19], возможны после сближения пары нейтронная звезда + нейтронная звезда или нейтронная звезда + черная дыра. Такая судьба должна ожидать первый двойной радиопульсар с периодом 7.75 часа через  $\sim 10^9$  лет (см. [20, 21]). Если считать, что система образовалась  $\sim 1500$  лет назад и наблюдаемая историческая вспышка связана с образованием черной дыры в

этой системе, то к моменту коллапса и образования тесной системы в современном составе параметры ее были бы согласно (13), (14) следующими:

$$R_{12}^{(1)} = 8.3 \cdot 10^9 \text{ см}, P^{(1)} \simeq 2.1 \text{ мин.} \quad (15)$$

Образование столь тесной системы может быть связано с торможением вырожденного карлика в оболочке компаньона. В этом случае наблюдаемая вспышка могла быть вызвана нагревом оболочки мощным нейтринным импульсом, сопровождающим образование черной дыры [22].

Перетекание вещества с белого карлика на черную звезду будет продолжаться до тех пор, пока зависимость  $R(M)$  из (4) не нарушится из-за неидеальности вещества, и образуется планета. Ввиду быстрого замедления темпа перетекания по (10), время уменьшения массы карлика, например, до массы Юпитера  $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ , очень велико,  $\sim 3 \cdot 10^{12}$  лет, при этом радиус орбиты спутника достигнет  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  см, а орбитальный период станет ранним  $\sim 11$  часов. За характерное космологическое время  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  с, согласно (10)—(12), период вырастет до  $\sim 2.2$  часа, масса карлика упадет до  $\sim 4.5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ , а радиус орбиты станет равным  $\sim 10^{11}$  см.

4. О механизме излучения и физических условиях в аккреционном диске. Оценка для современного темпа перетекания (10) столь велика  $\dot{M}_2 \approx -10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$ , что наличие тонкого стационарного диска с турбулентной вязкостью заведомо исключается, так как критическая светимость достигается уже при  $\dot{M} \approx 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ . В данной модели аккреционный диск должен быть ламинарным, толстым и нестационарным. Почти весь приток массы от вырожденного карлика должен оседать в диске, так как для поддержания светимости Геминги  $\sim L_{\odot}$  при аккреции на черную дыру достаточно  $\sim 5 \cdot 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ . Наличие толстого диска вокруг черной дыры, видимо, определяет необычные свойства Геминги. Если в вещество диска вморожено магнитное поле, то при вращении генерируется электрическое поле, ускоряющее заряженные частицы до релятивистских энергий в канале толстого диска, аналогично механизмам, предлагавшимся для ядер галактик [23]. Взаимодействие релятивистских частиц в потоке приводит к рождению  $\pi^0$ -мезонов, распады которых дают наблюдаемое  $\gamma$ -излучение. Отметим, что взаимодействие потока релятивистских частиц с поверхностью карлика или толстого диска должно, в основном, приводить к нагреву и генерации рентгеновского излучения. Таким образом, видимо, формируется наблюдаемое рентгеновское излучение от Геминги. При этом лишь небольшая доля потока релятивистских частиц,  $\sim 10^{-3}$ , ударяется о поверхность карлика и диска, что может

объяснить наблюдаемое соотношение  $L_\gamma/L_X$ . Периодические изменения блеска можно объяснить затмениями. В этом случае аналогичных периодических изменений можно ожидать и в оптике, вместе с периодическими изменениями доплеровских смещений возможных линий от карлика с амплитудой  $\sim 4200 \text{ км/с} \cdot \sin i$ ,  $i$  — угол между нормалью к плоскости орбиты и лучом зрения (неизвестен).

Поведение и условия существования толстого ламинарного аккреционного диска теоретически слабо изучены. Не исключено, что под влиянием каких-либо факторов (темп перетекания, близость к стационару и др.) в нем может развиться турбулентность. Тогда можно будет ожидать увеличения светимости Геминги на  $\sim 5$  порядков. При этом возможно, что  $L_X$  станет  $\geq L_\gamma$ . Оценка частоты и продолжительности таких вспышек в настоящее время не представляется возможной. При расходе массы  $\sim 5 \cdot 10^{-11} M_\odot/\text{год}$  время существования  $\gamma$ -источника может быть очень большим,  $\sim 10^{10}$  лет. В то же время, если рентгеновское излучение связано с нагревом поверхности диска и карлика потоком релятивистских частиц, то на стадии гравитационного излучения и перетекания телесный угол, под которым карлик обращен к потоку, не меняется в силу соотношения (1). Можно предположить, что точечные неотожествленные источники, открытые на COS B и SAS 2 [24], являются объектами той же природы, что и Геминга. В этом случае рентгеновский поток от них также может быть очень малым, с  $L_\gamma/L_X \sim 10^3$ . Наблюдаемость Геминги в рентгене и в оптике связана, вероятно, с ее близостью к Солнцу.

5. Подобные объекты. Гравитационное излучение. Если предположить, что точечные неотожествленные  $\gamma$ -источники относятся к объектам типа Геминги, то легко подсчитать полное число таких объектов в Галактике. Оно равно 21 [24]. Поток от самого слабого из них составляет  $\sim 1/5$  от потока Геминги, что при той же светимости соответствует расстоянию  $\sim 220$  пс. Таким образом, примерно 20 таких объектов находится в объеме  $4.5 \cdot 10^7 \text{ пс}^3$ . Тогда плотность таких объектов  $\sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ пс}^{-3}$ , а полное число объектов в галактическом диске толщины 300 пс  $\sim 4 \cdot 10^5$ . Так как время существования такого источника должно быть очень большим, то за все время существования галактики можно ожидать образования  $10^6$  таких систем, что соответствует темпу их рождения  $\dot{N}_\gamma \sim 10^{-4}/\text{год}$  на Галактику. Это примерно соответствует темпу рождения в Галактике рентгеновских источников в тесных двойных системах, число которых  $N_X \approx 50$ , время жизни  $\tau_X = 10^5$  лет, а темп рождения  $\dot{N}_X \sim N_X/\tau_X \approx 5 \cdot 10^{-4}/\text{год}$  на Галактику [25]. Естественно ожидать, что другие то-

чечные галактические источники того же типа в Галактике будут периодическими, с  $1 \text{ мин} < P \lesssim 3 \text{ часа}$ .

Интересно, что в рамках данной модели Геминга должна быть очень ярким стационарным источником гравитационного излучения на частоте  $\sim 0.033 \text{ Гц}$ . Используя формулу мощности гравитационного излучения [11], получим:

$$L_G = \frac{32}{5} \frac{G^4}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 M}{R_{12}^5} \simeq 6 \cdot 10^{39} (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{-10/11}$$

для параметров Геминги (10)—(12). Время  $t_d$  в днях отсчитывается от настоящего момента. Для расстояния 100 пс оценка потока энергии гравитационных волн от Геминги в настоящее время на Земле есть:

$$F_G \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2/\text{с}.$$

Этот поток энергии примерно на 7 порядков больше, чем от любого другого рассматриваемого до сих пор стационарного источника гравитационных волн [26].

Выражаю благодарность Дж. Беньями, привлечшему мое внимание к проблеме Геминги, а также В. Б. Брагинскому и В. И. Слышу за полезное обсуждение.

Институт космических исследований  
АН СССР

## A MODEL OF THE OBJECT GEMINGA: DEGENERATE DWARF ROTATING AROUND BLACK HOLE

G. S. BISNOVATY-KOGAN

The periodical flux variations of the object Geminga in  $\gamma$  and X-ray regions are interpreted as orbital rotation of the degenerate dwarf with  $M_2 = 0.6 M_\odot$  around the black hole with the total mass of the system  $M \simeq 5 M_\odot$ . The dwarf is supposed to fill the Roche lobe. Its orbital period coincides with the observed  $P \approx 1 \text{ min}$  and the gravitational radiation together with the mass transfer explain the increase of the period. It is supposed that the other unidentified point-like galactic  $\gamma$ -ray sources belong to the same class of objects. The energy flux of gravitational waves from Geminga on the Earth is  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ ergs/cm}^2/\text{s}$  for the distance  $\sim 100 \text{ pc}$ , which is on the margin of modern observational possibilities.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, G. F. Bignami, H. Ogelman, M. E. Ozel, T. Tumer, Ap. J., 198, 163, 1975.
2. D. J. Thompson, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, R. C. Laub, Ap. J., 213, 252, 1977.
3. B. N. Swaneuburg et al. (Caravane Collaboration), Ap. J. Let., 243, L69, 1981.
4. G. F. Bignami, P. A. Caraveo, R. C. Lamb, Ap. J. Let., 272, L9, 1983.
5. P. A. Caraveo, G. F. Bignami, L. Vigroux, J. A. Paul, Ap. J. Let., 276, L45, 1984.
6. G. F. Bignami, P. A. Caraveo, J. A. Paul, Nature 1984 (in press).
7. B. Paczynski, Acta Astronomica, 31, 1, 1981.
8. I. Iben, A. V. Tutukov, Preprint IAP 83—34, Univ. Illinois Urbana, 1983.
9. L. Maraschi, A. Treves, Astron. Astrophys., 61, L11, 1977.
10. С. Чандрасекар, Введение в учение о стронии звезд, ИЛ, М., 1950.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
12. А. В. Тугуков, Л. Р. Юнгельсон, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 41, 3, 1978.
13. Я. Б. Зельдович, Л. Н. Иванова, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 49, 253, 1972.
14. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, Астрон. ж., 61, 323, 1984.
15. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
16. Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин, Astrophys. Space Sci., 28, 31, 1974.
17. Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин, Astrophys. Space Sci., 42, 375, 1976.
18. J. P. A. Clark, D. M. Eardley, Ap. J., 215, 311, 1977.
19. J. M. Lattimer, D. N. Schramm, Ap. J., 210, 549, 1976.
20. R. Wagoner, Ap. J. Let., 196, L63, 1975.
21. L. L. Smarr, R. Blandford, Ap. J., 207, 574, 1976.
22. G. S. Bisanovaty-Kogan, V. S. Imshennik, D. K. Nadijzhin, V. M. Chechetkin, Astrophys. Space Sci., 35, 22, 1975.
23. M. Rees, in "Origin of Cosmic Rays", Proc. Symp. Bologna, June 11—14, 1980, Reidel, Dordrecht, 1981, p. 139.
24. G. F. Bignami, W. Hermsen, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 1983.
25. S. Rappaport, E. P. J. Van den Heuvel, Proc. IAU Symp. N 98 on Be Stars, Munich, GFR., 1981.
26. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.