

УДК 524.3

## Физика аккреции в магнитных тесных двойных системах

А.В. Халевин

Одесский национальный университет

*Приведен обзор физических свойств тесных двойных систем (поляров). Рассмотрена роль аккреции вещества и магнитного поля в их эволюции.*

*ФІЗИКА АКРЕЦІЇ В МАГНІТНИХ ТІСНИХ ПОДВІЙНИХ СИСТЕМАХ, Халевін О.В. – Дано огляд фізичних властивостей тісних подвійних систем (полярів). Розглянута роль акреції речовини та магнітного поля в їх еволюції.*

*PHYSICS OF ACCRETION IN MAGNETIC CLOSE BINARIES, by Halevin A.V. – A review of physical properties of closed binaries (polars) is given. Role of accretion of matter and magnetic field in their evolution are considered.*

### 1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Среди тесных двойных систем, являющихся магнитными, большой интерес вызывают те, в которых магнитное поле основного компонента является сильным в достаточной степени, чтобы управлять движением потока аккрецирующего вещества, предотвращая формирование аккреционного диска и генерируя циклотронное излучение с большой линейной и круговой оптической поляризацией, а также сильный рентгеновский поток излучения.

Прототип поляр, звезда AM Her, была обнаружена как переменная в 1924 и перечислена к типу NL на основании наличия медленных изменений в яркости с амплитудой  $3^m$  и эмиссионного спектра. В 1976 Berg и Duthie (1977) предположили что AM Her может являться оптическим компонентом источника рентгеновского излучения 3U 1809+50. Hearn, Richardson и Clark (1976), используя наблюдения спутника SAS-3, нашли переменный источник мягкого рентгеновского излучения, близкий по своим координатам. Cowley и Crampton (1977) получили спектры, которые показали орбитальный период 3,09 часа.

Неожиданным событием оказалось обнаружение Taria (1977a) в августе 1976 линейной и круговой поляризации в оптических длинах волн. Линейная поляризация AM Her изменяется от нуля до 7 % и круговая поляризации от –9 % до +3 %, причем период изменений был также близок к 3,09 часа. Высокая степень круговой поляризации, ранее обнаруженная только в магнитных белых карликах, предполагает присутствие сильного магнитного поля. Из теории нерелятивистского циклотронного излучения, предсказывающей фундаментальную частоту при (Ingham, Brecher, Wasserman, 1976):

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi mc} = 2.8 \times 10^{14} B_8 \text{ герц}, \quad (1)$$

где  $B$  – напряженность магнитного поля в гауссах, а индекс  $(_8)$  означает, что  $B$  берется в единицах  $10^8$ ,  $e$  – заряд электрона,  $m$  – его масса, а  $c$  – скорость света. Taria (1977a) заключил, что напряженность поля в AM Her должна быть  $\sim 2 \times 10^8$  гаусс. Однако более поздние исследования показали, что поляризованная эмиссия является результатом различных гармоник циклотронного излучения и реальное поле в 5 раз

слабее. Такое поле может присутствовать только на белом карлике. Из предложения, что периоды изменения поляризации и орбитальный идентичны, следует, что белый карлик вращается с тем же периодом, то есть его вращение синхронно орбитальному. Поиск круговой поляризации в других известных NL переменных вскоре показал еще два объекта: AN UMa Krzeminski и Serkowski (1977) и VV Pup Tapia (1977b). Они были позже обнаружены как источники рентгеновского излучения. Как класс, эти объекты стали называться по имени прототипа – AM Нег, или полярны.

Оптическая идентификация источников, обнаруженных в более поздних наблюдениях рентгеновского излучения увеличила число объектов, уверенно классифицированных как полярны до 67. Cropper (1990) оценил что, по крайней мере, 10 % катаклизмических переменных являются полярными.

## 2. АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДЛЯ СИНХРОННЫХ СИСТЕМ

### 2.1. Магнитосфера

В системах полярных падению газа, который, по крайней мере, частично ионизован, будет в некоторой точке препятствовать магнитное поле. Магнитосфера определена как тот объем (в общем, несферический), в пределах которого поле воздействует на поток вещества, его энергию и угловой момент. Для сферически симметричной аккреции, радиус  $r_{\mu, sph}$  магнитосферы определяется из равновесия магнитного давления  $B^2(r)/8\pi$  и давления движущегося газа Davidson и Ostriker (1973):

$$\frac{B^2(r)}{8\pi} = \rho(r)v_{in}^2(r), \quad (2)$$

где  $\rho(r)$  плотность вещества потока, а  $v_{in}(r)$  – скорость потока. Для дипольного поля,  $B(r) = \mu/r^3$ , где  $\mu = BR^3$  – магнитный момент звезды. Для стационарной аккреции

$$\dot{M} = 4\pi\rho(r)v_{in}(r)r^2, \quad (3)$$

и скорость падения будет сравнима со скоростью свободного падения  $v_{ff} = (2GM/r)^{1/2}$ . Равновесный радиус (также известный как альвеновский), следовательно, будет равен:

$$r_{\mu, sph} \approx 2^{-3/7} \mu^{4/7} (GM)^{-1/7} \dot{M}^{-2/7} \quad (4)$$

$$= 9.9 \times 10^{10} \mu_{34}^{4/7} M_1^{-1/7} \dot{M}_{16}^{-2/7} \text{ см} \quad (5)$$

Тогда мы получаем равновесие

$$\frac{B^2}{8\pi} = \rho v^2 = (\dot{M} / \pi \sigma^2 v) v^2, \quad (6)$$

где  $\sigma$  – радиус потока, и  $v$  – скорость потока  $\sim v_{ff}$  Mukai (1988). Тогда

$$r_{\mu} = 1.45 \times 10^{10} \mu_{34}^{4/11} \sigma_9^{4/11} M_1^{-1/11} \dot{M}_{16}^{-2/11} \text{ см}, \quad (7)$$

и величина  $\sigma$  может быть найдена из работы Lubow и Shu (1975). При данном  $\dot{M}$ , поток проникает намного ближе к магнитной звезде чем в случае сферически-симметричной аккреции. Магнитный момент белого карлика

$$\mu(1) = 1.0 \times 10^{34} B_7(1) R_9^3(1) \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 = 3.9 \times 10^{33} B_7(1) M_1^{-1}(1) \text{ Гс} \cdot \text{см}^3, \quad 0.4 < M_1(1) < 0.7 \quad (8)$$

показывает, что значение альвеновского радиуса в полярных сравнимо с расстоянием между компонентами в достаточной степени, чтобы приводить к синхронному вращению. Число (1) в скобках означает номер компонента двойной системы. (1) соответствует белому карлику. Современные работы по полярным дают более общую формулу для  $r_{\mu}$ , чем простая форма уравнения (7). Ferrario, Wickramasinghe и Tuohy (1989) вывели следующую формулу:

$$\frac{r_\mu}{R(1)} = 13,4 \left[ \frac{B_p (1 + 3 \sin^2 \beta)^{1/2}}{3 \times 10^7 G} \right]^{4/7} \left( \frac{f_s}{10^{-3}} \right)^{2/7} M_1^{-8/21} (1) \dot{M}_{16}^{-2/7}, \quad (9)$$

где  $B_p$  – напряженность дипольного поля на магнитном полюсе белого карлика,  $\beta$  – наклон оси поля к оси вращения белого карлика (принятой перпендикулярной к плоскости орбиты) и  $4\pi f_s$  – телесный угол, занимаемый потоком  $r_\mu$  при наблюдении с БК. Величины  $\dot{M}$  могут быть получены из аккреционной светимости полярных, поскольку основная доля энергии приходится на рентгеновское излучение:

$$L_{acc} = 1,34 \cdot 10^{33} M_1 (1) R_9^{-1} (1) \dot{M}_{16} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10)$$

Для типичных значений ( $10^{-3} < f_s < 10^{-2}$ ,  $20 < \mathbf{B} < 50 \text{ MG}$ ,  $10^{33} < L_{acc} < 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ ) уравнение (9) дает  $10R(1) < r_\mu < 30R(1)$ . Минимального значения этой величины  $r_\mu$  уже достаточно для предотвращения формирования диска в полярных – диск может существовать, только если поток в достаточной степени сожмет поле, чтобы полностью обернуться вокруг БК и столкнуться с самим собой.

## 2.2. Аккреционный поток

Если  $r_\mu \geq R_{L_1} (1)$ , то тогда ионизованный газ, покидающий вторичный компонент движется "вдоль" линий поля БК. Ранние вычисления использовали именно эту структуру потока (например, Schneider и Young (1980a, 1980b)), но Liebert и Stockman (1985) показали, что для любой системы, в которой  $r_\mu \geq R_{L_1} (1)$ , газ, проходящий через точку  $L_1$ , будет следовать по той же самой траектории потока, как и в немагнитных системах пока не достигнет альвеновского радиуса. Mukai (1988) показывает это в случае ST LMi, где  $r_\mu \approx R_{L_1} (1)$  и в QQ Vul  $r_\mu < R_{L_1} (1)$ , так что обе структуры фактически сосуществуют. Вообще, для полярных с  $P_{orb} < 2h$  Mukai (см. также Hameury, King, Lasota (1986b)) ожидает  $r_\mu > R_{L_1} (1)$ , а для  $P_{orb} > 2h$ ,  $r_\mu < R_{L_1} (1)$ . Заметьте также, что система, для которой обычно  $r_\mu < R_{L_1} (1)$  может переключаться на другую конфигурацию аккреционного потока, если  $\dot{M}$  будет уменьшаться, однако этот процесс еще недостаточно изучен.

В полярных, где  $r_\mu < R_{L_1} (1)$  плотность газа в ускоряющемся потоке может уменьшиться на 1–2 порядка. Перед достижением  $r_\mu$  поток пройдет через область, начинающуюся при радиусе  $r_p$ , где магнитное давление становится больше теплового давления газа. В этой точке поле начинает контролировать плотность и форму потока, но не его траекторию. Поскольку поток, предположительно, является вдоль своей оси более плотным чем на границах, эффект поля будет сначала проявляться в его внешних частях Mukai (1988). При  $r_p$ , напряженности поля обычно составляет несколько сотен гаусс.

Поскольку газ ускоряется, магнитное давление растет быстрее, чем газ может его скомпенсировать, и поток разделяется на малые фрагменты. В этой области ( $r_\mu < r < r_p$ ) множество конкурирующих процессов приводят к вытягиванию потока и "завиванию" сгустков на линии магнитного поля. Эти процессы

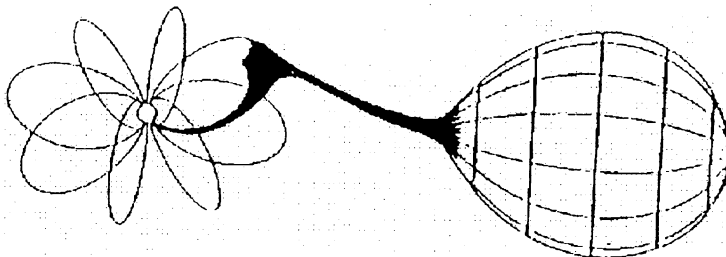


Рис.1. Схематический вид полярных (Cropper, 1990).

плохо поняты, но включают в себя нестабильность Рэлея–Тейлора, которая является результатом сопротивления магнитного поля потоку, который в данном случае можно представить эквивалентным тяжелой жидкости, на которую действуют силы тяжести и давления света. Это приводит к появлению больших сгущений, в которые поле проникает достаточно медленно. Сжатие сгустков увеличивается магнитным давлением, но в то же самое время они разрушаются на поверхности вследствие нестабильности Кельвина–Гельмгольца, вызванной значительным градиентом плотности. В эти малые сгустки быстро проникает поле, заставляя их течь вдоль линий поля, и таким образом создавать встречный "ветер", способствующий дальнейшему разрушению больших «капель». Поскольку относительные скорости, как правило, являются сверхзвуковыми, также существенным будет ударный нагрев, и излучение, охлаждающее поток.

Газ, достигающий  $r_\mu$ , предположительно, состоит преимущественно из струи малых сгустков (обычно с радиусами  $\leq 10^8$  см), и некоторого количества вытянувшихся в нитку больших «капель», сохранивших целостность. Кроме того, возможно наличие какого-то количества больших более плотных сгущений, которые проникают глубже в магнитное поле и могут порождать некоторый наблюдаемый избыток мягкого рентгена.

Поэтому должно существовать определенное распределение структуры альвеновского региона вдоль азимута, в котором маленькие и быстрее захватываемые магнитным полем капли раньше начинают падать к поверхности белого карлика вдоль линий этого поля. Однако наблюдательного подтверждения данному предположению предыдущими исследователями получено не было.

В пределах расстояния  $r_\mu$  поле "подхватывает" поток, и он начинает следовать линиям поля – обычно из плоскости орбиты и далее вдоль линий вплоть до поверхности белого карлика. Ударная «колонна» – зона "сужения" линий поля, где они проходят через область, где вещество потока вытягивается. Вычисления Mukaï (1988), принявшего множество упрощающих предположений (например, отсутствие искажения поля потоком), показывают, что газ падает на поверхность белого карлика в регионе размером  $\sim 10^\circ$  и смещенном от магнитного полюса на  $\sim 10^\circ$ . Из-за различия траекторий, вдоль которых вытягиваются капли, может наблюдаться корреляция размера капли, и, следовательно, ее физических характеристик вдоль дуги – оси эллипса.

Если  $r_\mu > R_{L_1}(1)$ , линии поля не замыкаются в пределах полости Роша главного компонента, и влияние поля сказывается существенно уже в точке Лагранжа. В наблюдаемых полярах поток проникает на значительное расстояние в магнитосферу даже для самых сильных полей.

Локализация и форма области аккреции на белом карлике будут зависеть от наклона линий магнитного поля к поверхности БК и от высоты, на которой формируются нити вещества. В зависимости от локализации области образования нитей в магнитном поле, вещество может падать на одну или более полярные области. Один из аспектов этой проблемы проиллюстрирован на рис.2, демонстрирующем срез в орбитальной плоскости полостей Роша и линий магнитного диполя для трёх вариантов его наклона к оси, соединяющей центры звезд ( $\beta = 0^\circ, 45^\circ$  и  $90^\circ$ ) и для долготы магнитной оси относительно линии центров звезд  $\varphi = 0$ . Ориентация осей продемонстрирована на рис.3. Из энергетических соображений, газ, вытянувшийся вдоль линий поля, будет способен достичь звездной поверхности, если линия поля не выходит за пределы полости Роша.

Вообще, Ferrario, Wickramasinghe, Tuohy (1989) показали, что режим двухполюсной аккреции может действовать, только если область образования пучка ( $r_\mu - r_p$ ) находится на расстоянии от БК, меньшем чем  $r_c$ :

$$r_c \approx \frac{0,85 R_{L_1}(1)}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta \cos^2 \psi}. \quad (12)$$

Имеется альтернативная возможность подпитки аккреции на обоих полюсах: если область образования пучка лежит на линии пересечения орбитальной плоскости и магнитной экваториальной плоскости и тогда газ будет направлен в равной степени к разным полюсам. Сказанное выше в меньшей степени применимо и к случаям квадрупольных конфигураций магнитного поля БК. Чем дальше, тем больше ситуация усложняется, потому что множество полюсов имеют смещенные дипольные конфигурации, так что один полюс обычно в два раза сильнее другого и веществу легче проникать к более слабому полюсу.

### 2.3. Стандартная аккреционная колонна

Если бы аккреция только началась, то газ при падении вдоль линий поля ударялся бы об атмосферу БК, создавая ударную волну. Фоновый газ не способен путем теплообмена охладить газ на ударной волне и аккрецирующее вещество начинает расширяться, поднимая зону ударной волны на некоторую высоту над поверхностью атмосферы. Высота эта определяется временем охлаждения и замедления послеударного вещества.

Ранние модели аккреционной колонны принимали круговое сечение, локализованное на магнитном полюсе (то есть, радиальную аккрецию) и однородные послеударные состояния (Fabian, Pringle, Rees (1976), Masters, Fabian, Pringle, Rees (1977), Lamb и Masters (1979)). Хотя их моделям на смену пришли более реалистичные, описанные ниже, это упрощенная картина включает большую часть связанной с процессом физики.

Скорость потока при переходе со сверхзвуковой к дозвуковой через тонкую ударную волну уменьшается приблизительно в 4 раза; из условия непрерывности плотность увеличивается тоже в 4 раза. Высота ударной волны определяется эффективностью механизмов охлаждения, действующих ниже области ударной волны, одним из основных при этом является: (а) тормозное (bremsstrahlung) излучение (главным образом в области рентгеновского излучения) свободных электронов; (б) циклотронное излучение слабoreлятивистскими электронами, вращающимися вокруг линий магнитного поля; (в) комптоновское охлаждение

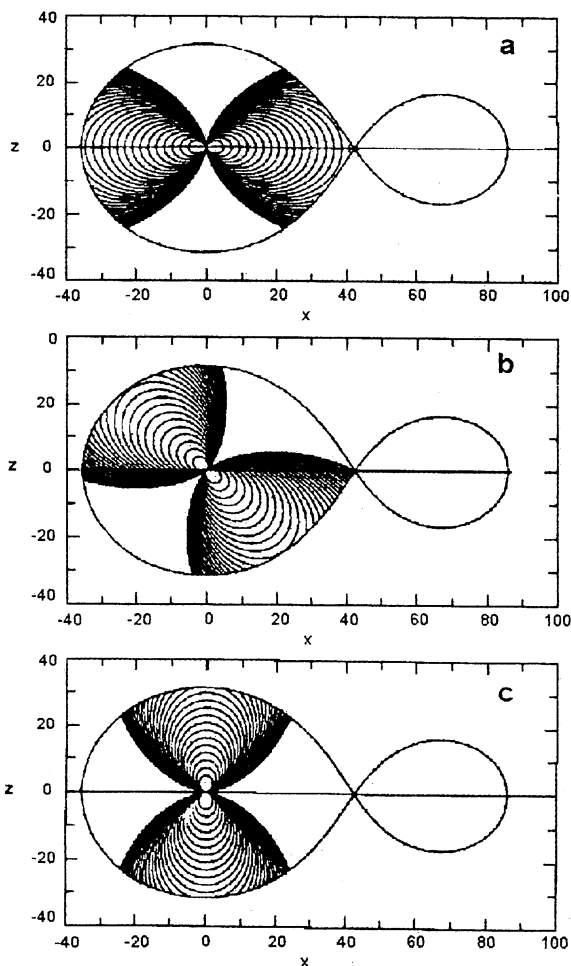


Рис.2. Линии поля БК, которые находятся в пределах полости Роша для различных величин наклона диполя: (а)  $\beta=0^\circ$ , (б)  $\beta=45^\circ$ , (с)  $\beta=90^\circ$ . Проекционная плоскость перпендикулярна к орбитальной плоскости, проходящей через центры звезд Ferrario, Wickramasinghe, Tuohy (1989).

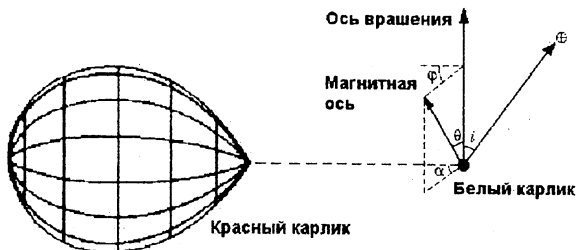


Рис.3. Формирование системы координат, обычно используемых в полярной геометрии. Наклон  $i$  является углом между осью вращения и лучом зрения,  $\theta$  – угол между осью вращения и магнитными осями,  $\phi$  – угол между линией центров звезд и проекцией магнитной оси на орбитальную плоскость (Cropper, 1990).

через рассеяние относительно низкоэнергетических фотонов электронами.

Относительная значимость этих механизмов (для многих вычислений использовались только первые два) зависит от состояний в послеедарной области, особенно от  $B$  и скорости аккреции на единичную площадку (также известной как удельная скорость аккреции). Последняя связана с  $L/f$ , где  $L$  –

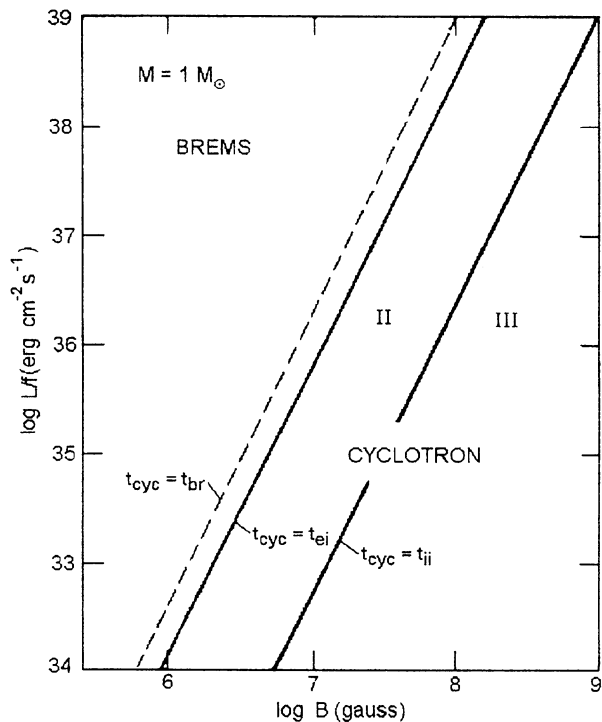


Рис.4. Режимы охлаждения в плоскости  $B - \lg(L/f)$ , для  $M(1) = 1.0$ . Тормозное охлаждение доминирует выше пунктирной линии, циклотронное излучение действует ниже. В области I, выше линии отмеченной  $t_{cyc} = t_{ei}$ , плазма становится однотемпературной. Во второй области требуется двухжидкостное приближение. В области III циклотронное охлаждение настолько эффективно, что газ становится негидродинамическим. Из Lamb, Masters (1979).

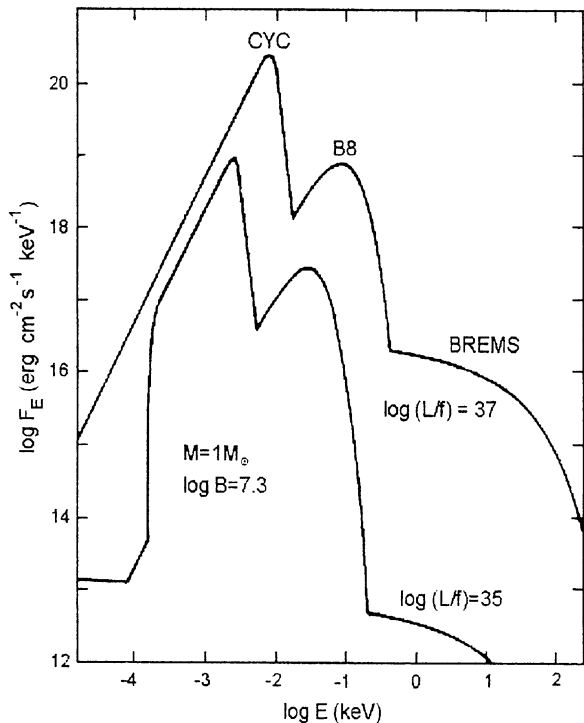


Рис.6. Распределения излучения, приведенные для двух различных темпов аккреции на  $M(1) = 1.0 M_O$  с  $B(1) = 20$  MG (Lamb и Masters, 1979).

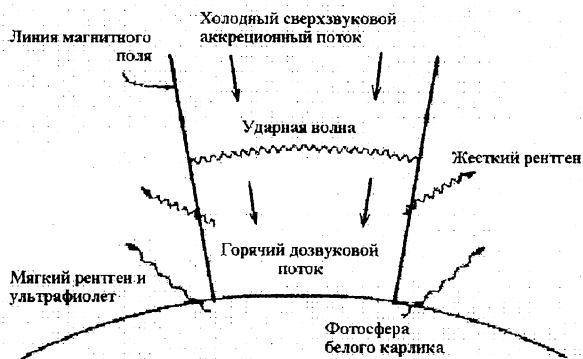


Рис.5. Схематический рисунок стандартной аккреционной колонны (Watson, 1986).

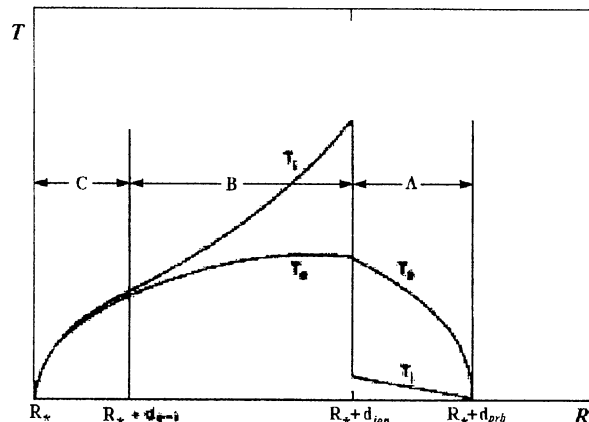


Рис.7. Схематический рисунок распределения температуры в колонне над поверхностью белого карлика (при  $R_*$ ). Ионный удар происходит при  $R_* + d_{ion}$ ; горячие электронные области начинаются при  $R_* + d_{pre}$ . Электронные и ионные температуры обозначены  $T_e$  и  $T_i$ , соответственно. Большинство тормозного излучения создается в области C Imamura, Durisen, Lamb, Weast (1987).

общая светимость (пропорциональна скорости аккреции) и  $f$  – площадь звездной поверхности, покрытая аккреционной колонкой.

Lamb и Masters (1979) отмечают три области в плоскости  $(B - L/f)$  (рис.4). Во-первых, выше критической линии bremsstrahlung доминирует над циклотронным охлаждением. Ниже ее доминирует циклотронная эмиссия, которая охлаждает электроны, но не ионы, так что для моделирования требуется двухтемпературная плазма. В третьей области, циклотронное охлаждение настолько эффективно, что даже ионы, обмениваясь энергией с электронами, отклоняются от распределения Максвелла по скоростям.

Температура ударной волны

$$T_{sh} = 3,7 \times 10^8 M_1 (1) R_9^{-1} (1) \text{ К} \quad (13)$$

И плотность в послееударном потоке газа  $-4[\dot{M}(1)/4\pi R^2(1)f v_{ff}]$ , что дает электронную плотность

$$N_e = 3,1 \times 10^{15} \dot{M}_{16} (1) M_1^{1/2} (1) R_9^{-3/2} (1) f_{-3}^{-1} \text{ см}^{-3} \quad (14)$$

Условие непревышения эддингтоновского предела светимости на единичную площадку требует  $\dot{M}(1) \leq 1,25 \times 10^{18} R^2 (1) f^{-3} \text{ г} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $N_e \leq 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Колонна, охлаждаемая свободно-свободным излучением, имеет высоту ударной волны  $h_s$ :

$$h_s = \frac{\text{аккреционная светимость на единичную площадку}}{j_{ff}} = 9,6 \times 10^7 M_1 (1) R_9^{-1} (1) \left( \frac{N_e}{10^{16} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \text{ см} \quad (15)$$

где коэффициент свободно-свободного излучения  $j_{ff} = 2,0 \times 10^{-27} N_e^2 T_e^{1/2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Распределение потока излучения из аккреционной колонны состоит из трех компонентов:

- (а) жесткое рентгеновское bremsstrahlung (тормозное) излучение (обычно  $kT_{br} \sim 30 \text{ keV} \approx 3 \times 10^8 \text{ К}$ ) испускаемое из колонки, которая является оптически тонкой к жесткому рентгеновскому излучению.
- (б) циклотронное излучение от колонны, которая является оптически толстой для низких гармоник, но становится тоньше при более высоких.
- (в) поскольку колонна расположена сравнительно близко к звездной поверхности, почти половина испущенной ей энергии попадает на БК. Это излучение главным образом отражается с энергией  $E \geq 30 \text{ keV}$ , но более низкие энергии поглощаются, нагревают среду и повторно испускаются как приблизительно чернотельный спектр в ультрафиолетовой или мягкой области рентгеновского излучения с  $kT_{BB} \sim 40 \text{ keV} (\approx 4 \times 10^5 \text{ К})$  Milgrom и Salpeter (1975).

Схематический вид этой стандартной аккреционной колонны показан на рис.5.

Вычисленные распределения энергии в спектре для  $B = 20 \text{ MG}$  и логарифма  $L/f = 35$  и 37 показаны на рис.6. Как видно из рис.4, эти примеры относятся соответственно к циклотронному и тормозному режимам охлаждения.

В поздних моделях ввели физически более совместимую картину: в них вычисляется величина гидродинамического потока через послееударную область, чтобы вывести детальную температуру и структуру плотности колонны. При этом используются некоторые допущения для излучения, испускаемого через стороны колонки, включение электронной проводимости и взаимодействия различных источников излучения с непосредственно газом (Imamura и Durisen (1983), Imamura (1984), Imamura, Durisen, Lamb, Weast (1987)). Эффект давления излучения, комптоновского рассеяния и электронной теплопроводности в предударном потоке также принят во внимание (Imamura, Durisen, Lamb, Weast (1987), Kylafis и Lamb (1979, 1982)).

Результирующее распределение температуры схематично показывается на рис.7. В области падения газ нагрет в предударной области горячими электронами, вылетающими из послееударного газа (в то время как ионы в послееударной области имеют тепловые скорости, сравнимые с предударным потоком, электроны имеют большие скорости  $\sim (m_{ion}/m_{electr})^{1/2}$ ). Ионный удар происходит на высоте  $R_* + d_{ion}$ ,

ниже которой комптоновское охлаждение является в значительной степени ответственным за сохранение  $T_{elec} < T_{ion}$ .

Электронное рассеяние в предударном потоке приводит к большей оптической толщине  $\tau_{\parallel}$  параллельно линиям поля чем  $\tau_{\perp}$  для фотонов, выходящих поперек оси колонны в послеударной области. Imamura и Durisen (1983) (см. также, King и Shaviv (1984)) находят

$$\frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}} = 0,95 \left( \frac{f}{0.1} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{0,027}{f} L_{35} R_9^{1/2} (1) M_1^{-3/2} (1), \quad (17)$$

$$\approx 0,02 \left( \frac{L_{35}}{f} \right) M_1^{-5/3} (1), \quad (18)$$

где  $L_{35}$  – общая светимость аккреции. Следовательно, если  $L/f \geq 5 \times 10^{36}$  эрг·с<sup>-1</sup>, жесткий рентгеновский поток будет значительно не изотропен, излучаясь преимущественно перпендикулярно к линиям поля. Поскольку электронное рассеяние не зависит от энергии, форма луча (и, следовательно, форма импульса при вращении БК) не будет зависеть от энергии. Однако Imamura и Durisen (1983) не включают фотопоглощение в предударный поток, который может влиять на форму луча при энергиях  $< 2$  keV.

## 2.4. Циклотронное излучение аккреционной колонны

Наблюдения поляризации континуума и циклотронных гармоник в спектрах полярных звезд дает информацию относительно параметров магнитных полей и физических состояний в активных аккреционных областях.

Много работы было проведено для детального моделирования переноса излучения в стандартной аккреционной колонне (Chanmugam и Dulk (1981), Meggitt и Wickramasinghe (1984), Barrett и Chanmugam (1984), Wickramasinghe и Meggitt (1985), Cannalle и Opher (1988), Wickramasinghe (1988)).

Индивидуальный электрон излучает диапазон гармоник, распределение мощности среди которых определяется энергией электрона. При высоких энергиях распределение гармоник по мощности смещается к более высокоэнергетичным, например, при  $kT_{elec} = 50$  keV только несколько процентов излучаются в фундаментальных гармониках. В результате хвост максвелловского распределения электронов по скорости и релятивистской массе увеличивается, профили горбов циклотронного спектра становятся асимметричными.

Поляризованные составляющие излучения при частоте  $\omega$  выходящего из однородной колонны определяются  $T_{elec}$ ,  $\omega/\omega_c$  (см. уравнение (1)), углом  $\theta$  относительно магнитного поля и параметра  $\Lambda$ , который является приблизительно равным оптической толщине на фундаментальной циклотронной частоте:

$$\Lambda = 6,06 \times 10^8 \left( \frac{h_s}{10^8 \text{ см}} \right) \times \left( \frac{N_e}{10^{16} \text{ см}^{-3}} \right) B_7^{-1} (1) \quad (19)$$

$= 6,0 \times 10^8 M_1 (1) R_9^{-1} (1) B_7^{-1} (1)$  см для свободно-свободного охлаждения.

Пример результатов, полученных включая и циклотронную и свободно-свободную непрозрачность (и также в состояниях, где электронное рассеяние не важно) дан на рис.8. Ордината,  $\omega/\omega_c$ , дает номер циклотронной гармоники. Для рассматриваемых состояний, поток достигает максимума при угловых расстояниях приблизительно в  $20^\circ$  от перпендикуляра к направлению магнитного поля в 4–6-х гармониках. Циклотронное излучение становится более сильным с увеличением номера гармоники. Поток медленно уменьшается к более низким гармоникам, но быстро к высоким гармоникам. Линейная поляри-



зация создается только более высокими гармониками и сконцентрирована строго в направлении, перпендикулярном линиям поля. Круговая поляризация имеет максимум для излучения с низкими номерами гармоник, и изменяется на угол  $\sim 20^\circ$  к линиям поля для самых высоких гармоник.

При температурах более низких, чем показаны на рис. 8 ( $kT_{elec} \leq 10$  keV) распределение потока показывает сильную гармоническую структуру с линейной поляризацией (плоскость которой всегда параллельна к проекции поля) замеченной под большими углами от перпендикуляра (Wickramasinghe и Meggitt, 1985). Наблюдаемый циклотронный спектр может, в принципе, давать величину напряженности магнитного поля непосредственно из распределения частоты гармоник, а температуры – из ширины эле-

ментов. Практически же различие величин  $B$  и  $\Lambda$  в области испускания вносит некоторые неоднозначности.

## 2.5. Неоднородность аккреции вещества

Хотя предсказанные распределения потока (и оптического и рентгеновского излучения) и свойства поляризации стандартной аккреционной колонны находятся в хорошем согласии с наблюдениями полюров, множество различий усложняют обобщение модели. Мы уже видели, что угол аккреции отличен от 0 – это приводит к выводу о нерадиальности аккреции. Кроме того, как уже подчеркнуто Liebert и Stockman (1985) и разработано Stockman (1988), аккреционный поток от вторичного компонента не будет иметь однородное поперечное сечение, но, что более вероятно, будет, по крайней мере, структурирован как сердечник с высокой плотностью, окруженный менее плотной оболочкой.

Применительно к простой аккреционной колонке, это дает высоту ударной волны, изменяющуюся от минимума на оси к максимуму на окружности круга. Тогда физические условия в сечении послесударной колонны заметно меняются, с более высокими энергиями излучения, выходящего из bremsstrahlung-доминирующего узкого плотного сердечника и более низко-энергетической эмиссией, являющейся результатом излучения оболочки с доминирующим циклотронным охлаждением. При

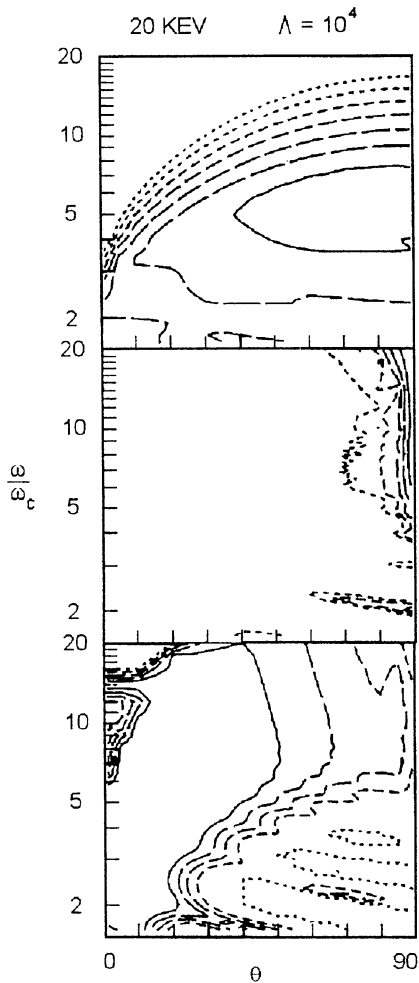


Рис. 8. Контурсы напряженности (верхняя панель), линейной поляризации (средняя) и круговой поляризации (ниже) для  $kT_{elec} = 20$  keV,  $\Lambda = 10^{-4}$  и  $N_e = 10^{16}$  см $^{-3}$ . Контурсы напряженности отличаются на 1 mag. Линейные контурсы поляризации – при 80 (сплошная линия), 60, 40, 20 и 10 %. Круговые контурсы поляризации при 80 (сплошная), 60, 40, 20 и 0 % (пунктирные) (Wickramasinghe и Meggitt, 1985).

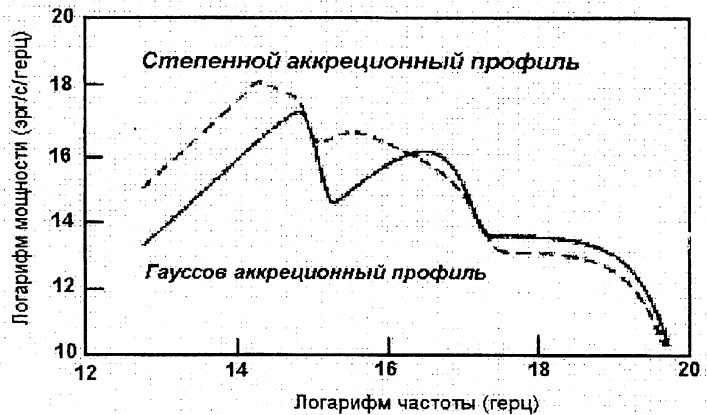


Рис. 9. Модели распределения потока для неоднородной аккреции, использующие степенной и гауссов профили аккреции, изображенные в сечении поперек потока (Stockman, 1988).

этом излучение оболочки подавляет сердечник в оптической области из-за ее намного большего объема. Первые неоднородные модели аккреционного потока представлялись с идеализированными аккреционными профилями типа гауссова, экспоненциального или степенного, и давали заметные эффекты на предсказанных энергетических спектрах колонны. рис.9 показывает результаты для модели с  $L = 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\langle L/f \rangle = 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $M_1(1) = 0,8$  и  $B = 20 \text{ MG}$  (Stockman, 1988). Вместо максимума циклотронного излучения в линиях в ультрафиолетовой области, как в однородном случае (рис.6), оно теперь достигает максимума в красном или инфракрасном диапазонах, и к более коротким длинам волн описывается зависимостью  $F(\nu) \propto \nu^{-1}$ , вместо намного более крутой  $F(\nu) \propto \nu^{-8}$  для становящейся оптически тонкой эмиссии циклотрона из однородной области. Результат был в дальнейшем оптимизирован, чтобы дать лучшее согласие с наблюдениями, но рисунок демонстрирует основные параметры модели. Дальнейшие вычисления были сделаны Wu и Chanmugam (1988, 1990) и Wickramasinghe и Ferrario (1988).

Более реалистическая картина, предложенная Wickramasinghe (1990), схематическое решение которой показано на рис.10 (от области захвата вещество направляется к обоим магнитным полюсам, рис.10а). Значительный размер аккреционной зоны приводит к заметным различиям в наклоне линий поля над поверхностью белого карлика в пределах одной колонны. Таким образом, должна быть принята во внимание не только величина аккреции, но также и изменения в напряженностях поля и углах его наклона к лучу зрения.

Моделирование этих неоднородных зон аккреции постепенно становилось более реалистичным. Wickramasinghe и Ferrario (1988) предположили круговое сечение аккреционной колонны и допустили переменную высоту ударной волны, вызванную различной плотностью и профилями температуры. Chanmugam и Wu (1990) и Wu и Chanmugam (1990) вычислили спектры и свойства поляризации для колонок с уровнем аккреции, изменяющимся поперек профиля, но только в применении к  $10^{14} \leq N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и толщине  $> 10^7 \text{ см}$ . Brainerd (1989) в свою работу также включил эффект существования циклотронного излучения над аккреционной ударной волной. Далее модели для однородных зон аккреции, где принималось во внимание различие напряженности поля, были даны Ferrario и Wickramasinghe (1990).

Трехмерные расчеты, включая последовательное моделирование последударных состояний через вычисление циклотронной эмиссии и свободно-свободного охлаждения, были выполнены Wu и

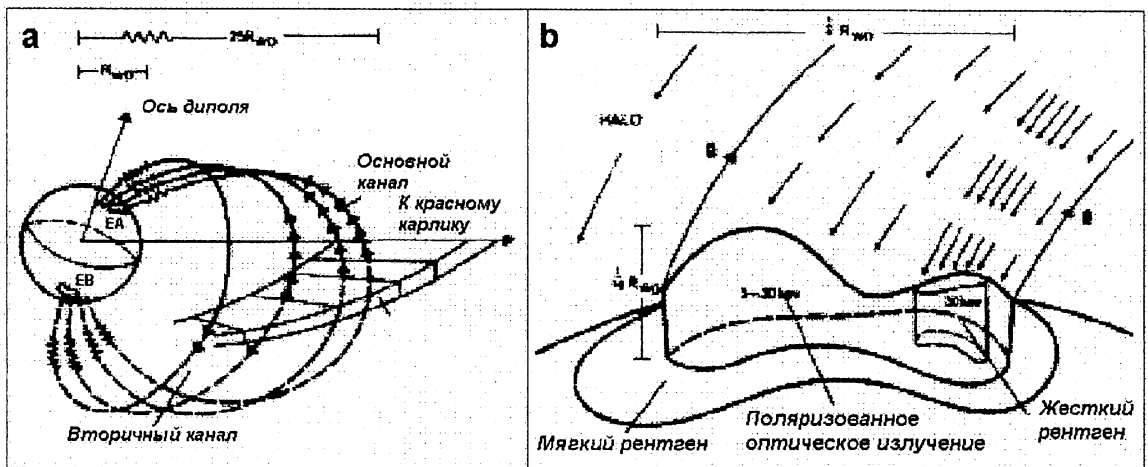


Рис.10. Схематический вид (а) области соприкосновения с полем и направление двух аккреционных потоков на окрестности магнитных полюсов, и (б) структуры зоны аккреции, который показывает компактную область с высокой плотностью, испускающую жесткое рентгеновское излучение и расширенную область более низкой плотности, испускающую поляризованное оптическое и ИК излучение Wickramasinghe, Meggitt (1985).

Wickramasinghe (1992) и позволили получить угловую зависимость интенсивности и поляризации при осесимметричной ударной волне. Кроме низких степеней аккреции, эти модели не дают возникновения сильных циклотронных гармоник. Также Wu и Wickramasinghe (1992) рассчитали модели поляризованной эмиссии из имеющих гребенчатую форму областей  $2 \times 10^7$  см длиной и  $2 \times 10^6$  см толщиной в однородных полях с различными профилями аккреции. Такие узкие стенки являются оптически более тонкими для циклотронной эмиссии, чем осесимметричные цилиндрические области и, следовательно, дают заметные циклотронные гармоники с широкой амплитудой направлений максимума излучения. Эти результаты находятся в лучшем согласии с наблюдениями.

В конечном счете, должна стать возможной ситуация, чтобы из изменений распределения энергии и изменений поляризации (дополненных наблюдениями рентгеновского излучения) с орбитальным периодом полярных, можно было смоделировать приблизительную структуру области аккреции в течение данного орбитального цикла, и также отследить изменения структуры со временем в масштабе дней или дольше и связать их с изменениями в  $\dot{M}$ .

Имеется другой аспект неоднородной аккреции, который может иметь важные наблюдаемые следствия. Изменение массы аккреционного потока, как видно из условий в области увлечения потока, будет приводить к изменениям в аккреционной области с характерным временем секунд или минут. Большие сгустки газа могут иметь достаточную плотность, чтобы их ударная передняя часть попала в пределы атмосферы белого карлика. Если оптическая глубина проникновения будет больше единицы, тогда кинетическая энергия капли нагреет атмосферу и излучится как мягкое рентгеновское излучение вместе с остальным излучением через обычную структуру аккреционной колонки Kuipers и Pringle (1982).

Сферический сгусток газа, падающий из зоны захвата вещества, сходящиеся линии поля вынуждают сжиматься и вытягиваться под действием приливных сил Kuipers и Pringle (1982). Эту удлиненную структуру можно представлять как аккреционную мини-колонку, существующую в течение отрезка времени, требующегося колонке для достижения поверхности звезды. Вычисления Frank, King, Lasota (1988) показывают, что даже сгусток средней плотности в полярном аккреционном потоке, когда он уплотняется и вытягивается при прохождении через магнитосферу, будет иметь достаточную плотность и длину, чтобы «вдавить» ударный фронт в атмосферу белого карлика. Однако, дальнейшие условия должны быть такими, чтобы сгусток имел достаточный импульс, чтобы перенести перед этим газ в атмосферу. Это выдвигает требования на массу «капли» и, следовательно, длину. Тогда только большие сгустки смогут создавать ударные фронты в атмосфере.

Рис.10b показывает разделение жесткого и мягкого рентгеновского излучения, выходящего из областей, разнесенных на величину размеров капли поперек потока аккреции.

1. Barrett P.E., Channugam G. Polarized radiation from hot plasmas and applications to AM Herculis binaries. II. Effect of collisions and Thomson scattering. – *Astrophys. J.* – 1984. – **278**. – P.298–309.
2. Berg R.A., Duthie J.G. The nature of AM Herculis. – *Astrophys. J.* – 1977. – **211**. – P. 859–865.
3. Brainerd J.J. Cyclotron emission from AM Herculis binaries: a variable magnetic field, variable temperature model. – *Astrophys. J.* – 1989. – **345**. – P.978–990.
4. Cannalle J.B.G., Opher R. The cyclotron spectrum of VV Puppis. – *Astron. Astrophys.* – 1988. – **189**. – P.325–330.
5. Channugam G., Dulk G.A. Polarized radiation from hot plasmas and applications to AM Herculis binaries. – *Astrophys. J.* – 1981. – **244**. – P.569–578.
6. Channugam G., Wu K. Polarized radiation from inhomogeneous accretion columns in AM Herculis binaries // *Accretion Powered Compact Binaries*. – Cambridge University Press, 1990. – P.347–368.
7. Cowley A.P., Crampton D. A preliminary model for the X – ray binary AM Herculis. – *Astrophys. J.* – 1977. – **212**. – L121–124.
8. Cropper M.S. The Polars. – *Space Science Reviews*. – 1990. – **54**. – P.195–295.
9. Davidson K., Ostriker J.P. Neutron-Star Accretion in a Stellar Wind: Model for a Pulsed X – Ray Source. – *Astrophys. J.* – 1973. – **179**. – P.585–598.
10. Fabian A.C., Pringle J.E., Rees M.J. X-ray emission from accretion on to white dwarfs. – *MN RAS*. – 1976. – **175**. – P.43–60.
11. Ferrario L., Wickramasinghe D.T., Tuohy I.R. An emission – line model for AM Herculis systems. – *Astrophys. J.* – 1989. – **341**. – P.327–339.

12. *Ferrario L., Wickramasinghe D.T.* Arc-shaped cyclotron regions in AM Herculis systems. – *Astrophys. J.* – 1990. – **357**. – P.582–590.
13. *Frank J., King A.R., Lasota J.-P.* The soft X-ray excess in accreting magnetic white dwarfs. – *Astron. Astrophys.* – 1988. – **193**. – P. 113 – 118.
14. *Hameury J.M., King A.R., Lasota J.-P.* Accretion flows in the non-synchronous magnetic cataclysmic variables. – *MN RAS.* – 1986b. – **218**. – P.695–710.
15. *Hearn D.R., Richardson J.A., Clark G.W.* Detection of soft X-ray emission from an unidentified source at high galactic latitude. – *Astrophys. J.* – 1976. – **210**. – L23–L26.
16. *Imamura J.N., Durisen R.H.* X-ray spectra and light curves of accreting magnetic degenerate dwarfs. – *Astrophys. J.* – 1983. – **268**. – P.291–308.
17. *Imamura J.N.* Comparison of the X-ray observations of the AM Herculis objects to theory. – *Astrophys. J.* – 1984. – **285**. – P.223–231.
18. *Imamura J.N., Durisen R.H., Lamb D.Q., Weast G.J.* X-ray and ultraviolet radiation from accreting white dwarfs. IV. Two-temperature treatment with electron thermal conduction. – *Astrophys. J.* – 1987. – **313**. – P.298–319.
19. *Ingham W.H., Brecher K., Wasserman I.* On the origin of continuum polarization in white dwarfs. – *Astrophys. J.* – 1976. – **207**. – P.518–531.
20. *King A.R., Shaviv G.* The hard X-ray light – curves of accreting magnetized white dwarfs. – *MN RAS.* – 1984. – **211**. – P.883–893.
21. *Krzeminski W., Serkowski K.* Extremely high circular polarization of AN Ursae Majoris. – *Astrophys. J.* – 1977. – **216**. – L45–L48.
22. *Kuijpers J., Pringle J.E.* Comments on radial white dwarf accretion. – *Astron. Astrophys.* – 1982. – **114**. – L4–L6.
23. *Kylafis N.D., Lamb D.Q.* X-ray and UV radiation from accreting nonmagnetic degenerate dwarfs. – *Astrophys. J.* – 1979. – **228**. – L105–L110.
24. *Kylafis N.D., Lamb D.Q.* X-ray and UV radiation from accreting nonmagnetic degenerate dwarfs. II. – *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1982. – **48**. – P.239–272.
25. *Lamb D.Q., Masters A.R.* X and UV radiation from accreting magnetic degenerate dwarfs. – *Astrophys. J.* – 1979. – **234**. – L117–L122.
26. *Liebert J., Stockman H.S.* The AM Herculis magnetic variables // *Cataclysmic variables and Low-mass X-ray Binaries*. – 1985. – Reidel Publishing Co. – Dordrecht. – P.151–177.
27. *Lubow S.H., Shu F.H.* Gas dynamics of semidetached binaries. – *Astrophys. J.* – 1975. – **198**. – P.383–405.
28. *Masters A.R., Fabian A.C., Pringle J.E., Rees M.J.* Cyclotron emission from accreting magnetic white dwarfs. – *MN RAS.* – 1977. – **178**. – P.501–504.
29. *Meggett S.M.A., Wickramasinghe D.T.* An interpretation of the polarization of AM Herculis type systems. – *MN RAS.* – 1984. – **207**. – P.1–8.
30. *Milgrom M., Salpeter E.E.* Models for X-ray illuminated atmospheres. – *Astrophys. J.* – 1975. – **196**. – P.583–588.
31. *Mukai K.* Accretion streams in AM Her type systems. – *MN RAS.* – 1988. – **232**. – P.175–197.
32. *Stockman H.S.* Accretion shock geometries in the magnetic variables. – *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*. – 1988. – Vatican Obs. – Vatican. – P.237–260.
33. *Schneider D.P., Young P.* The magnetic maw of 2A 0311–227. – *Astrophys. J.* – 1980a. – **238**. – P.946–954.
34. *Schneider D.P., Young P.* VV Puppis and AN Ursae Majoris: a radial velocity study. – *Astrophys. J.* – 1980b. – **240**. – P.871–884.
35. *Tapia S.* Discovery of a magnetic compact star in the AM Herculis/3U 1809+50 system. – *Astrophys. J.* – 1977a. – **212**. – L125–L129.
36. *Tapia S.* VV Puppis. – *IAU Circ.* – 1977b. – №3054. – P.1.
37. *Watson M.G.* *The Physics of Accretion onto Compact Objects*, Springer – Verlag, Berlin, 1986. – P.97.
38. *Wickramasinghe D.T.* Cyclotron radiation from AM Herculis type systems. – *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*. – 1988. – Vatican Obs. – Vatican. – P.199–236.
39. *Wickramasinghe D.T.* Spectral Line Shapes. – New York, 1990 – 6. – P.574.
40. *Wickramasinghe D.T., Ferrario L.* Cyclotron emission from inhomogeneous shocks in AM Herculis – type systems. – *Astrophys. J.* – 1988. – **334**. – P.412–421.
41. *Wickramasinghe D.T., Meggett S.M.A.* The polarization properties of magnetic accretion columns – III. A grid of uniform temperature and shock front models. – *MN RAS.* – 1985a. – **214**. – P.605–618.
42. *Wu K., Chanmugam G.* Cyclotron spectra from inhomogeneous accretion columns. – *Astrophys. J.* – 1988. – **331**. – P.861–875.
43. *Wu K., Chanmugam G.* Polarized emission from three – dimensional accretion shocks. – *Astrophys. J.* – 1990. – **354**. – P.625–629.
44. *Wu K., Wickramasinghe D.T.* Three-dimensional structured shocks in AM Herculis – type systems – II. Cyclotron emission from ridge-shaped emission regions. – *MN RAS* – 1992. – **256**. – P.329–338.

Поступила в редакцию 10.09.2001