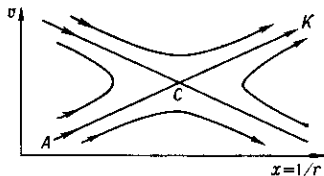


плотность аккрецирующего вещества,  $K$  — константа,  $\gamma$  — показатель *политропы*) ур-ния газодинамики в гравитац. потенциале звезды  $GM/r$  ( $r$  — расстояние от центра звезды) при стационарной  $A$ . сводится к закону сохранения массы  $4\pi r v^2 = \dot{M}$  ( $\dot{M}$  — поток массы,  $v$  — скорость) и *Бернулли уравнению*  $v^2/2 + [\gamma/(\gamma-1)] \times \times P/\rho - GM/r = \text{const.}$  Ур-ния, описывающие  $A$ . при  $\gamma < 5/3$ , имеют седловую особую точку, в к-рой дозу-

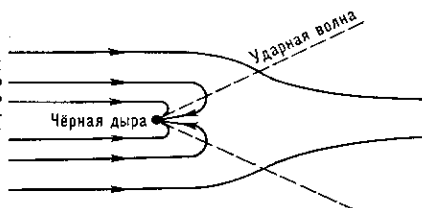
Рис. 1. Интегральные кривые в окрестности особой точки при сферически-симметричной аккреции.



ковое течение переходит в сверхзвуковое. В этой точке имеет место соотношение  $v_c^2 = \gamma P_c / \rho_c = GM / 2r_c$ ; интегральные кривые в окрестности особой точки изображены на рис. 1. Аккреционная кривая  $ACK$  проходит через особую точку, и скорость на ней монотонно растёт при движении газа к центру. Хаотич. мелко-масштабное магн. поле не нарушает сферич. симметрии, но может существенно увеличить эффективность выделения энергии за счёт перехода кинетич. энергии в магнитную, а затем в тепловую при аннигиляции магн. поля (см. *Нейтральный токовый слой*) и последующего синхротронного излучения. В случае  $A$ . с магн. полем на чёрную дыру *светимость* достигает  $0,3 \dot{M} c^2$  (а без магн. поля  $10^{-8} \dot{M} c^2$ ).

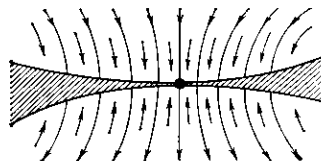
При быстром сверхзвуковом движении звезды сквозь вещество газ огибает её и образует позади конич. ударную волну, внутри к-рой идёт  $A$ . (рис. 2).

Рис. 2. Коническая аккреция на быстро движущуюся чёрную дыру (стрелками указаны направления движения вещества).



Когда масштаб неоднородности магн. поля значительно превышает критич. радиус  $r_c$ , возникает картина  $A$ ., изображённая на рис. 3. Вокруг звезды образуется зона, в к-рой устанавливается равномерное распределение между магн. энергией и кинетич. энергией

Рис. 3. Магнитная аккреция на чёрную дыру (упорядоченное поле). Короткие стрелки — движение вещества, длинные — силовые линии магнитного поля.



падающего вещества. Из-за большой проводимости имеет место *вмороженность магнитного поля*. Вещество движется вдоль силовых линий, потоки вещества сталкиваются в плоскости симметрии и после высвечивания образуется сравнительно тонкий плотный диск, равновесие к-рого поддерживается балансом магн. и гравитац. сил. В диске из-за конечной проводимости условие вмороженности не выполняется, и вещество медленно просачивается к звезде, пока не достигнет её поверхности либо (в случае  $A$ . на чёрную дыру) не упадёт в чёрную дыру.

В двойной системе вещество, падающее на белый карлик, нейтронную звезду или чёрную дыру от компаньона — нормальной звезды, может обладать большим моментом кол-ва движения. В процессе падения скорость вещества увеличивается, и центробежная сила начинает уравновешивать гравитацию. В резуль-

тате охлаждения вещество образует вращающийся тонкий аккреционный диск. Слой диска вращается с почти кеплеровской скоростью  $v_K = \sqrt{GM/r}$ . Трение между слоями приводит к потере момента кол-ва движения и медленному движению газа к центру

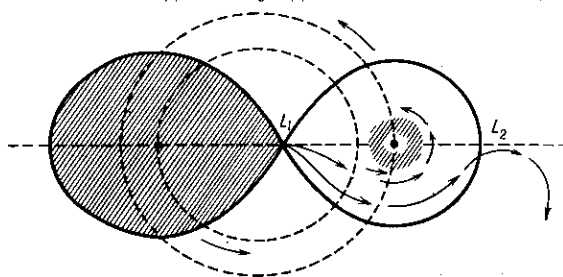


Рис. 4. Дискковая аккреция на чёрную дыру в двойной системе. Нормальная звезда заполняет свою критическую полость Роша. Вещество перетекает на чёрную дыру через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , и образует аккреционный диск (вид сверху). Стрелки указывают направление движения вещества.

(рис. 4). В последних двух случаях потеря энергии происходит в виде излучения с поверхности аккреционных дисков, к-рые являются оптически толстыми. Реальная картина  $A$ . может представлять собой сочетание разл. типов  $A$ . Напр., вещество с вмороженным упорядоченным магн. полем может обладать большим вращат. моментом либо падать на движущуюся звезду.

При  $A$ . на чёрную дыру, не имеющую поверхности, область падения газа (или аккреционный диск) является единств. местом, где выделяется гравитац. энергия, превращаясь в энергию излучения. При  $A$ . на белый карлик или нейтронную звезду половина (или более) гравитац. энергии выделяется у поверхности звезды. Если звезда не обладает магн. полем, то её поверхность нагревается либо из-за выделения энергии в ударной волне, возникающей при столкновении падающего потока с поверхностью, либо в тонком пограничном слое между аккреционным диском и медленно вращающейся звездой. Более сложная картина  $A$ . возникает в случае, когда звезда обладает сильным магн. полем. Пусть звезда радиуса  $r_0$  обладает дипольным магн. полем  $H \sim H_0 r_0^3 / r^3$ , плотность энергии к-рого у поверхности значительно превышает плотность кинетич. энергии. Плотность магн. энергии  $\mathcal{E}_m \sim H^2 (r_0/r)^6 / 8\pi$  вдали от звезды всегда мала, но с уменьшением радиуса растёт гораздо быстрее плотности кинетич. энергии  $\mathcal{E}_k = \dot{M} (2GM)^{1/2} r^{-5/2} / 8\pi$ . Когда  $\mathcal{E}_m$  станет порядка  $\mathcal{E}_k$ , магн. поле останавливает свободное падение. Радиус остановки наз. а л ь в е н о в с к и м р а д и у с о м:

$r_A = [H_0^2 r_0^6 M^{-1} (2GM)^{-1/2}]^{2/7}$ . После достижения  $r_A$  вещество течёт вдоль силовых линий магн. поля и в районе магн. полюсов достигает поверхности звезды. Магн. полюса оказываются гораздо более горячими, чем остальные части поверхности звезды. Если излучение их окрестностей носит анизотропный характер и нейтронная звезда вращается вокруг оси, не совпадающей по направлению с магнитной, то возникает картина *рейнгеовского пульсара*, наблюдаемая в двойных системах при наличии мощной  $A$ . Для того чтобы падающее вещество достигало магн. полюсов, необходимо его проникновение внутрь магнитосферы, к-рое происходит за счёт развития гидромагн. неустойчивостей типа неустойчивости Рэлея — Тейлора (см. *Неустойчивости плазмы*).

Поток излучения от аккрецирующего газа взаимодействует с потоком падающего вещества и замедляет его скорость. Когда радиац. сила  $F_r$  становится порядка силы притяжения  $F_G$ , происходит резкая перестройка аккреционного потока: скорость его падения замедляется, а плотность увеличивается. Светимость,