АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15 ФЕВРАЛЬ, 1979 ВЫПУСК 1

УДК 523.034+523.035

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. II. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, С. И. БЛИННИКОВ

Поступила 27 августа 1978

Изучается выход волн в атмосферах астрофизических объектов — аккреционных дисков вокруг черных дыр и сверхмассивных звезд в условиях высокого лучистого давления. Рассмотрены характеристики переменности светимости Cyg X—1 и ядер галактик в этих моделях. Наличие конвекции и турбулентности порождает акустические волны, спектр которых при выходе в прозрачные слои определяется условиями прохождения и затухания. Переменность излучения связана с колебаниями температуры фотосферы и короны из-за переменного нагрева. Характерные времена переменности хорошо согласуются с наблюдениями для всех объектов, но для сверхмассивных звезд трудно получить достаточную амплитуду флуктуаций блеска.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением статьи [1]. В [1] рассматривались модельные задачи распространения волн в средах с высоким лучистым давлением, когда мал параметр $\beta = P_g/P_r \ll 1$. В настоящей статье мы переходим к рассмотрению распространения волн в атмосферах астрофизических объектов с $\beta \ll 1$.

Как указывалось в [1, 2], в условиях высокого лучистого давления акустические волны затухают вследствие лучистого трения и теплопроводности, а также из-за «освобождения» излучения в прозрачных слоях, когда фазовая скорость резко падает. В работе [2] использовалась грубая оценка для суммарного ослабления потока энергии в β^{-1} раз. В настоящей статье на основе результатов [1] исследуется выход волны из плоской статической атмосферы. Делаются численные оценки для потока механической энергии в модели дисковой аккреции и в сверхмассивной звезде. Оценка затухания в β^{-1} раз, использованная в [2], оказалась достаточно хорошей. Условие выхода волны в прозрачную область выделяет характерную частоту, которая может быть связана с наблюдаемыми частотами флуктуаций и переменности блеска в рентгеновских источниках Cyg X—I, Cir X—I, а также в некоторых ядрах галактик и квазарах. В заключение проводятся численные оценки, связанные с существованием характерной частоты, и даются наблюдательные следствия модели.

2. *Равновесная плоская атмосфера*. Будем использовать приближение плоской атмосферы в постоянном поле тяжести, позволяющее получить в большинстве практических случаев достаточную точность. Уравнения из работы [1] (I.3), (I.8)—(I.11) для статической атмосферы принимают вид

$$\frac{dz}{dm}=\frac{1}{\rho},\quad \frac{dH}{dm}=\varkappa_1(B-J),\quad B=J,$$
$$\frac{1}{3}\frac{dJ}{dm}=-\varkappa_0 H,\quad \frac{dP_g}{dm}=-g+\frac{4\pi\varkappa_0}{c}H. \tag{1}$$

Решение системы (1) при известном постоянном потоке имеет вид

$$J=B=\frac{acT^4}{4\pi},\quad T^4=\frac{8\pi H}{ac}\left(1+\frac{3}{2}\tau\right),\quad T_{\rm eff}=T\,(\tau=2/3),$$
$$\rho=\frac{g\mu}{\varkappa_0 \mathrm{R}\,T}\left(1-\frac{H}{H_c}\right)\tau,\quad \frac{d\tau}{dz}=-\varkappa_0\rho,\quad H_c=\frac{gc}{4\pi\varkappa_0},\ \tau=\varkappa_0\,(M-m). \tag{2}$$

При $H\ll H_c$ решение (2) сводится к известному решению для плоской атмосферы [3]. Для решения (2) характерная частота ω_1 из (I.38) является функцией оптической толщины τ:

$$\omega_1=\frac{32\,\pi H\varkappa_0}{3c^2}\left(1+\frac{3}{2}\tau\right). \tag{3}$$

Если волна генерируется при $\tau_0\gg 1$ и частота ее $\omega<\omega_1(\tau_0)$, то при $\omega>\omega_1(0)$ существует такое τ_1, при котором $\omega=\omega_1(\tau_1)$ и при $\tau<\tau_1$ характер распространения волны меняется. При $\tau\gg 1$, $z<0$ решение (2) имеет вид

$$J=B=\frac{acT^4}{4\pi},\quad T^4=\frac{12\pi H}{ac}\tau=\frac{3}{4}T_{\rm eff}^4\tau=T_0^4\tau,$$
$$\rho=\left(\frac{4}{3}\right)^{1/4}\frac{g\mu}{\varkappa_0\mathrm{R}\,T_{\rm eff}}\left(1-\frac{H}{H_c}\right)\tau^{3/4}=\rho_0\tau^{3/4}, \tag{4}$$
$$z=\frac{4}{\varkappa_0\rho_0}\left[\left(\frac{2}{3}\right)^{1/4}-\tau^{1/4}\right]\quad \text{при}\quad z\,(2/3)=0.$$

При $\tau\ll 1$, $z>0$ из (2) имеем:

$$J = B = \frac{acT^4}{4\pi}, \quad T^4 = \frac{1}{2} T_{eff}^4 = \frac{8\pi H}{ac}, \quad \rho = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \rho_0 \tau,$$
$$z = -z_0 \ln \frac{3}{2} \tau \quad \text{при} \quad z(2/3) = 0, \quad z_0 = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} / \varkappa_0 \rho_0. \tag{5}$$

При таком выборе констант интегрирования величины T, ρ и z непрерывны при переходе от (4) к (5) в точке $\tau = 2/3$.

3. *Распространение волн в плоской атмосфере.* Волны в плоской атмосфере описываются уравнениями (I.24), (I.28), (I.30) из работы [1]. Перейдя к переменной z вместо m, запишем их в виде

$$\rho\left(1 - \frac{i\omega}{c\varkappa_0\rho}\right) h + \frac{1}{3\varkappa_0} \frac{dj}{dz} - \frac{2i\omega}{\varkappa_0 c} H \frac{dy}{dz} = 0,$$
$$\frac{i\omega}{c} j - \frac{dh}{dz} + \frac{aT^4}{3\pi} i\omega \frac{dy}{dz} = 0, \tag{6}$$

(I) $$\omega^2 y = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dz}\left(\gamma P_g \frac{dy}{dz}\right) - \frac{4\pi\varkappa_0}{c} h,$$

(II) $$\omega^2 y = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dz}\left(P_g \frac{dy}{dz} - \frac{\pi}{3} \frac{j}{c} \beta\right) - \frac{4\pi\varkappa_0}{c} h.$$

а) *Случай большой оптической толщины.* Равновесное решение задается системой (4). Решение системы (6) можно получить в квазиклассическом приближении

$$y, h, j = \varphi(z) \exp\left[i \int k dz\right]. \tag{7}$$

Оставляя главные члены разложения, получаем, подставляя (7) в (6),

$$\rho\left(1 - \frac{i\omega}{c\varkappa_0\rho}\right) h + \frac{ik}{3\varkappa_0} j + \frac{2k\omega}{\varkappa_0 c} Hy = 0,$$
$$\frac{i\omega}{c} j - ikh - \frac{aT^4}{3\pi} k\omega y = 0, \tag{8}$$

(I) $$\omega^2 y = k^2 \gamma \frac{P_g}{\rho} y - \frac{4\pi\varkappa_0}{c} h,$$

(II) $$\omega^2 y = k^2 \frac{P_g}{\rho} y + \frac{ik\pi}{3} \frac{\beta}{\rho c} j - \frac{4\pi\varkappa_0}{c} h.$$

Воспользуемся неравенством типа (I.31):

$$\omega/c\varkappa_0\rho \ll 1 \tag{9}$$

с ρ_0 из (4). Система (8) отличается от (I.32), описывающей распространение волн в однородной среде, только наличием последнего члена в первом уравнении. Если воспользоваться неравенствами

$$\beta \ll 1 \quad \text{и} \quad \omega/kc\tau \ll 1, \tag{10}$$

которые всегда предполагаются выполняющимися, то дисперсионное уравнение сведется к (I.34), если величины v_g, v_r и $l = 1/\varkappa_0\rho$ считать переменными, определяемыми в (4).

Как отмечалось в [1], единственным типом волн, распространяющимся с малым затуханием в оптически толстой среде, является низкочастотная $\omega \ll \omega_1$ волна, определяемая уравнением (I.39б). Затухание этой волны дается мнимой частью, которая в случае (7) имеет вид

$$\int Im(k_z)\,dz = \frac{1}{2}\,\omega^2\int\frac{dz}{\omega_1 v_r} = \frac{c\omega^2}{6\varkappa_0}\int\frac{dz}{\rho v_r^3} =$$
$$= -\frac{c^2\omega^2}{16\cdot 8\pi\varkappa_0^2 H}\left(\frac{3c}{\pi H\rho_0}\right)^{1/2}\int\frac{d\tau}{\tau^{15/8}} = \tag{11}$$
$$= \frac{c^2\omega^2}{112\pi\varkappa_0^2 H}\left(\frac{3c}{\pi H\rho_0}\right)^{1/2}\tau^{-7/8} = D_1\tau^{-7/8}.$$

Амплитуда смещения A, равная A_0, при $\tau = \tau_0$ имеет вид

$$A = A_0[f(\tau)/f(\tau_0)]\exp[-D_1(\tau^{-7/8} - \tau_0^{-7/8})]. \tag{12}$$

Для вычисления предэкспоненциального множителя $f(\tau)$ можно использовать следующие члены разложения после подстановки (7) в (6). Это требует, однако, довольно громоздких вычислений. Поэтому найдем $f(\tau)$ из простых физических соображений. Наряду с затуханием волны, содержащемся в показателе экспоненты, амплитуда волны должна увеличиваться при распространении ее наружу по спадающей плотности. В множителе $f(\tau)$ как раз и должно содержаться это усиление. Если бы затухание отсутствовало, то поток энергии F, переносимый волной, был бы постоянным.

$$F = \rho f^2(\tau)\,\omega^2 d\omega/dk = \text{const}. \tag{13}$$

С учетом ρ из (4) и k из (I.39б) имеем

$$F \sim f^2(\tau)\,\tau^{7/8}, \quad f(\tau) \sim \tau^{-7/16}. \tag{14}$$

Из (14) и (12) получаем изменение амплитуды волны при $\omega < \omega_1$ в виде

$$A = A(\tau_0)\left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{7/16}\exp\left[\frac{c^2\omega^2}{112\,\pi\varkappa_0^2 H}\left(\frac{3c}{\pi H\rho_0}\right)^{1/2}\left(\tau_0^{-7/8}-\tau^{-7/8}\right)\right],$$
$$\max(1,\tau_1)\leqslant\tau<\infty,\quad \omega(\tau_1)=\omega_1. \tag{15}$$

Величина τ_1, до которой справедливо (15), равна с учетом (3) и (4):

$$\tau_1=\frac{\omega c^2}{16\pi H\varkappa_0}=\frac{\omega c}{aT_{\mathrm{eff}}^4\varkappa_0}=\frac{4}{9}\,\frac{c}{v_{rph}}\,\frac{\omega}{\varkappa_0\rho_{ph}v_{rph}},$$
$$v_{rph}^2=\frac{4}{9}\,\frac{aT_{\mathrm{eff}}^4}{\rho},\qquad \rho_{ph}=\rho(\tau=2/3)=(2/3)^{3/4}\rho_0. \tag{16}$$

В большинстве случаев будем рассматривать волны, для которых $\tau_1>1$, тогда из (16) следует

$$\omega/\varkappa_0\rho_0 v_{rph}>v_{rph}/c, \tag{17}$$

что может выполняться одновременно с неравенствами (9) и (10). Если $\tau_1>1$, то при $\tau<\tau_1$ волна меняет свой характер и начинает определяться соотношениями (I.40). Хотя газовая волна (I.40а) за один период колебаний затухает слабо, на данной длине Δz она при $\tau=\tau_1$ затухает еще значительно сильнее, чем тепловая волна (I.40б):

$$\mathrm{Im}(k_1(\tau_1))/\mathrm{Im}(k_2(\tau_2))=\frac{1}{2}(\omega_1/v_g)/(\omega_1\sqrt{2}v_r)=v_r/\sqrt{2}v_g\gg 1. \tag{18}$$

Амплитуда тепловой волны (I.40б) в квазиклассическом приближении (7) с использованием условия (13) для определения $f(\tau)$ и решения (4) имеет вид:

$$F\sim f^2(\tau)\,\tau^{3/8},\qquad f(\tau)\sim\tau^{-3/16},$$
$$A=A(\tau_1)(\tau_1/\tau)^{3/16}\exp\left[\frac{4\sqrt{6}}{5}\left(\frac{\omega}{\varkappa_0\rho_0 c}\right)^{1/2}\left(\tau^{5/8}-\tau_1^{5/8}\right)\right], \tag{19}$$
$$\max(1,\tau_2)<\tau<\tau_1.$$

Затухание газовой и тепловой волн в (I.40) становится одинаковым при

$$\mathrm{Im}(k_1)=\mathrm{Im}(k_2),\qquad \tau=\tau_2=2\tau_1 v_g^2/v_r^2=\frac{3}{2}\gamma\beta\tau_1. \tag{20}$$

Если в (20) $\tau_2<1$, то решение (19) продолжается до $\tau=1$, после чего следует использовать решение для оптически тонкой области. В противном случае, когда

$$\tau_2>1,\qquad \frac{\omega}{\varkappa_0\rho_0 v_{rph}}>\frac{v_{rph}^3}{c v_g^2}, \tag{21}$$

имеется область $1 < \tau < \tau_2$, где наименее затухающей является газовая волна (I.40а). Используя (I.40а), (7), (13) и (4), получаем

$$F(\tau) \sim f^2(\tau)\,\tau^{7/8}, \quad f(\tau) \sim \tau^{-7/16},$$

$$A = A(\tau_2)(\tau_2/\tau)^{7/16} \exp\left[\frac{64}{9}\pi \frac{H}{\rho c^2}\left(\frac{4}{3}\right)^{1/8}\left(\frac{\mu}{\gamma R T_{eff}}\right)(\tau^{9/8} - \tau_2^{9/8})\right], \quad (22)$$

$$1 < \tau < \tau_2.$$

б) *Случай малой оптической толщины.* В пределе малой оптической толщины $\tau \ll 1$ справедливо решение (5), и система (6) значительно упрощается. При малых τ имеет место $j \sim h$, так же, как $J = 2H$ в решении (5), а также $T = \mathrm{const}$. Члены с производными в (6) можно оценить, введя характерную длину волны возмущения. Сравнивая члены с h и dj/dz в первом уравнении (6) и j и dh/dz — во втором, легко видеть, что члены с производными всегда преобладают, если

$$\rho\lambda\varkappa_0 \ll 1, \quad \omega\lambda/c \ll 1, \quad (23)$$

что всегда справедливо при $\tau \ll 1$. В этом случае из первых двух уравнений (6) с учетом (5) следует:

$$j = \frac{6i\omega}{c} Hy, \quad h = \frac{i\omega}{3\pi} aT^4 y, \quad h = \frac{4}{9} j, \quad T^4 = \frac{1}{2} T^4_{ph}. \quad (24)$$

Константы интегрирования в (24), возникающие при решении (6), положены равными нулю. Они связаны с граничными источниками излучения, не зависящими от локальных смещений y. Эти источники предполагаются отсутствующими. Подставляя (5) и (24) в третье уравнение (6) и учтя (4), получим

$$\omega^2 y + v_g^2 \frac{d^2 y}{dz^2} - v_g^2 \varkappa_0 \rho_0 \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \frac{dy}{dz} + i\omega \frac{\varkappa_0}{c} \frac{4}{3} aT^4 y = 0,$$
$$v_g^2 = \gamma R T/\mu. \quad (25)$$

Уравнение (25) при учете (23) справедливо для случая (I) при адиабатической скорости ($\gamma = 5/3$), а для (II) — при изотермической v_g ($\gamma = 1$). Уравнение (25) имеет точное решение $y \sim \exp(ikz)$. Подставляя этот вид решения в (25) и вводя характерную длину из (5), получаем:

$$\omega^2 - k^2 v_g^2 - ikv_g^2/z_0 + i\omega\varkappa_0 \frac{4}{3} aT^4/c = 0. \quad (26)$$

Отсюда имеем

$$k = -\frac{i}{2z_0} + \left[-\frac{1}{4z_0^2} + \frac{\omega^2}{v_g^2}\left(1 + i\frac{\varkappa_0}{c}\frac{4}{3}\frac{aT^4}{\omega}\right)\right]^{1/2}. \tag{27}$$

Знак «+» выбран для волн, распространяющихся наружу. Если

$$\omega > v_g/2z_0, \tag{28}$$

то газовые волны распространяются в изотермической атмосфере, в противном случае атмосфера колеблется как целое [4]. Формально из (27) при $\omega \ll v_g/2z_0$ следует распространение некоторой волны, но в этом предельном случае нарушается второе неравенство (23), поэтому (27) непригодно для этого случая. Если лучистое затухание достаточно мало,

$$\begin{gathered}\frac{4}{3}\frac{\varkappa_0}{c}\frac{aT^4}{\omega} = \frac{4}{\tau}\left(\frac{2}{3}\right)\frac{v_g}{\omega z_0}\frac{v_g}{c\beta_0} \ll 1, \\ \beta_0 = \frac{3R}{\mu}\left(\frac{2}{3}\right)^{3/4}\rho_0/aT^3 = \text{const из (4)},\end{gathered} \tag{29}$$

то из (27) имеем разложение

$$k = -\frac{i}{2z_0} + \frac{\omega}{v_g}\left(1 + \frac{2}{3}\,i\,\frac{\varkappa_0}{c}\frac{aT^4}{\omega}\right). \tag{30}$$

Первый член (30) определяет рост амплитуды в экспоненциальной атмосфере при постоянстве потока энергии. При выполнении условия $v_g \ll c\beta_0$ лучистое затухание в (30) всегда слабее, чем усиление, и происходит образование ударной волны. Амплитуда волны в случае (30) с учетом (5) меняется по закону:

$$\begin{aligned}A &= A\left(\tau = \frac{2}{3}\right)\exp\left[\frac{z}{2z_0}\left(1 - \frac{8}{3\gamma}\frac{v_g}{c\beta_0}\right)\right] = \\ &= A\left(\tau = \frac{2}{3}\right)\left(\frac{3}{2}\tau\right)^{-\frac{1}{2} + \frac{4}{3\gamma}\frac{v_g}{c\beta_0}}.\end{aligned} \tag{31}$$

в) *Вычисление потока акустической энергии.* Найдем зависимость потока акустической энергии F от оптической толщины, используя выведенные выше соотношения. Введем безразмерные параметры

$$\alpha = \frac{\rho_0 c^2}{aT_0^4} = \frac{\rho_0 c^3}{12\pi H}, \qquad \sigma = \frac{\omega}{\varkappa_0\rho_0 c}. \tag{32}$$

В качестве границы между прозрачной и непрозрачной областью будем принимать в дальнейшем величину $\tau = 2/3$. Используя (13), (15), имеем для области $\tau > \max(2/3, \tau_1)$

$$F(\tau)=F(\tau_0)\exp\left[\frac{9}{7}\beta^2\alpha^{3/2}\left(\tau_0^{-7/8}-\tau^{-7/8}\right)\right]. \tag{33}$$

При $\tau_1>2/3$ в области $\max(2/3,\ \tau_2)<\tau<\tau_1$ из (19) имеем

$$F(\tau)=F(\tau_1)\exp\left[\frac{8\sqrt{6}}{5}\beta^{1/2}\left(\tau^{5/8}-\tau_1^{5/8}\right)\right]. \tag{34}$$

Если и $\tau_2>2/3$, то в области $2/3<\tau<\tau_2$, используя (22), имеем

$$F(\tau)=F(\tau_2)\exp\left[\frac{32\sqrt{3}}{27\sqrt{\gamma}}(\alpha\beta)^{-1/2}\left(\tau^{9/8}-\tau_2^{9/8}\right)\right]. \tag{35}$$

В прозрачной области $\tau<2/3$ из (31) имеем

$$F(\tau)=F(2/3)\left(\frac{3}{2}\tau\right)^{\frac{8}{3\gamma}\frac{v_g}{c\beta_0}},\qquad v_g=v_g(\tau\leqslant 1). \tag{36}$$

Как показано в [1], при переходе волны в область с другими параметрами и изменении типа волны имеется характерная «сохраняющаяся» величина—амплитуда наименее затухающей волны. В плоской атмосфере звезды тип волны меняется в точках $\tau=\tau_1,\ \tau_2,\ 2/3$. Для доли нахождения акустического потока, возникающего при $\tau\gg\tau_1$ и выходящего в область $\tau<2/3$, используем это условие непрерывности. Как следует из предыдущего рассмотрения, возможны 3 случая:

1) $\tau_1<2/3$.

В этом случае решение (33) сразу переходит в (36), скорость волны и поток энергии терпит скачок $\sim\beta^{1/2}$, и получаем

$$F(2/3)=\left(\frac{3}{4}\gamma\beta_0\right)^{1/2}F(\tau_0)\exp\left[+\frac{9}{7}\beta^2\alpha^{3/2}\left(\tau_0^{-7/8}-\left(\frac{2}{3}\right)^{-7/8}\right)\right]. \tag{37}$$

2) $\tau_1>2/3$, но $\tau_2<2/3$.

В этом случае решение (33) сшивается с (34), причем ввиду сохранения типа волны поток энергии при $\tau=\tau_1$ непрерывен, а на $\tau=2/3$ (34) переходит в (36) со скачком потока акустической энергии $\sim\beta_0^{1/2}$. Имеем

$$F(2/3)=\left(\frac{3}{4}\gamma\beta_0\right)^{1/2}F(\tau_0)\exp\left[\frac{9}{7}\beta^2\alpha^{3/2}\left(\tau_0^{-7/8}-\tau_1^{-7/8}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{8\sqrt{6}}{5}\beta^{1/2}\left(\left(\frac{2}{3}\right)^{5/8}-\tau_1^{5/8}\right)\right]. \tag{38}$$

3) $\tau_2>2/3$.

Здесь имеет место непрерывный переход от (33) к (34). Затем переход со скачком $\sim \beta_0^{1/2}$ от (34) к (35) и, наконец, непрерывный переход от (35) к (36). Имеем

$$F(2/3)=\left(\frac{3}{4}\tau\beta_0\right)^{1/2}F(\tau_0)\exp\left[\frac{9}{7}z^2\alpha^{3/2}\left(\tau_0^{-7/8}-\tau_1^{-7/8}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{8\sqrt{6}}{5}z^{1/2}\left(\tau_2^{5/8}-\tau_1^{5/8}\right)+\frac{32\sqrt{3}}{27\sqrt{\gamma}}(z\beta)^{-1/2}\left(\left(\frac{2}{3}\right)^{9/8}-\tau_2^{9/8}\right)\right]. \quad (39)$$

г) *Выход волн из плоской атмосферы при наличии короны.* Условие (28) с учетом выражений (4) и (5) для β_0 и z_0 запишется в виде

$$\omega>\left(\frac{\gamma\mu}{RT}\right)^{1/2}g\left(1-\frac{H}{H_0}\right)=\omega_c. \quad (40)$$

Здесь T — температура газа в прозрачной области. Как отмечалось в [2, 5, 6] для турбулентных дисков, аккрецирующих на черную дыру, наличие потока акустической энергии и превращение его в тепло, а также разогрев газа излучением диска, создающим непотенциальную лучистую силу, приводит к образованию короны, в которой температура T_c гораздо выше температуры $T=2^{-1/4}T_{eff}$, имеющейся в равновесной изотермической атмосфере. Короны, по-видимому, существуют также вокруг сверхмассивных звезд. Наличие короны приведет к ослаблению критерия прохождения волны (40), что формально сведется к увеличению T и v_s. Это приведет к более широкой полосе выходящих волн и к более сильному акустическому разогреву. Происходит как бы «просветление» атмосферы звезды при образовании короны. Рост температуры короны ограничивается тем, что становятся существенными собственные потери энергии корональногo газа, определяемые тормозным излучением и обратным комптоновским излучением на лучистом потоке фотонов от фотосферы. Важную роль в процессе формирования короны может играть магнитное поле [7].

Переходная зона от фотосферы при $\tau=2/3$ к короне играет важную роль в определении доли потока акустической энергии, выходящего наружу.

Если толщина переходной зоны d_c много меньше характерной длины волны $\lambda_c=2\pi/k_c$, $k_c=\omega_c/v_s$ с ω_c из (40), то в (40) величину T можно, по-видимому, заменить на T_c. В этом случае увеличивается полоса частот для выходящих волн и растет доля выходящего акустического потока. Если $d_c\gg\lambda_c$, то наличие короны не должно влиять на частоты выходящих волн и везде можно использовать равновесные параметры газа*. Реально d_c может быть $\sim\lambda_c$, поэтому для всех

* При наличии короны волны с $\omega_c(T_c)<\omega<\omega_c(T)$ выходят в корону, но их поток энергии у основания короны уменьшается в $\exp(4\pi d_c/\lambda_c)$ раз.

оценок мы будем использовать полученные выше формулы с равновесной температурой атмосферы T, но учтем, что частота проходящей волны может быть порядка или даже несколько меньше $\omega_c(T)$ из (40).

4. *Численные результаты.* Рассчитаем, какая доля акустического потока, сгенерированного на больших оптических глубинах, может выйти в прозрачную атмосферу и нагреть ее. Место перехода акустической волны в ударную зависит от начальной амплитуды. Мы будем считать значение оптической толщи перехода свободным параметром $\tau_{вых}$. Расчет проведен для двух различных ситуаций, в которых велика роль лучистого давления: 1) аккреционный диск; 2) атмосфера сверхмассивной звезды.

В случае аккреционного диска рассматривалась область максимального энерговыделения $R \sim 10\, r_g$, где r_g — радиус Шварцшильда черной дыры. Масса черной дыры принималась равной $10\, M_\odot$. Параметр турбулентности $\alpha_t \simeq 0.1$. Задание параметра $m = \dot{M}/\dot{M}_c$ определяет все свойства диска, если выбрана модель вертикальной структуры. Мы рассмотрели два варианта вертикальной структуры — адиабатическую, полученную в [2], с индексом политропы $n = 3$ и структуру $n = 1$, полученную в [8]. Результаты для различных частот представлены в табл. 1. В этой таблице предельная частота ω_c из (40) взята при равновесной температуре атмосферы без учета существования короны. Поэтому реально могут проходить и волны с ω слегка ниже ω_c.

В табл. 2 приведены результаты аналогичных расчетов для сверхмассивных звезд [9], рассматриваемых как модели квазаров.

Из результатов видно, что использованная в [2] грубая оценка доли выходящего потока $(\sim \beta = P_g/P_r)$ действительно справедлива по порядку величины для частот, характерных для диска (с $\lambda \sim z_0$). Высокие частоты экспоненциально быстро затухают. Этот факт выделяет характерную частоту (вернее полосу частот) среди волн, нагревающих корону диска. Повторим факторы, приводящие к такому выделению: 1) выделенная область в диске с максимальной температурой и максимальным энерговыделением; 2) низкие частоты не проходят в корону (кроме того и генерация их затруднена); 3) высокие частоты быстро затухают.

5. *Сопоставление с данными наблюдений.* Как следует из предыдущего рассмотрения, каждый объект (диск, сверхмассивная звезда) обладает характерной частотой, определенной в (40). Волны, генерируемые конвекцией, с частотой, близкой к ω_c, выходят в атмосферу, возмущают ее и могут привести к наблюдаемым колебаниям блеска. Интересно сравнить характерные частоты, следующие из теории, с наблюдаемыми временами

Таблица 1

ВЫХОДЯЩИЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПОТОК F В АККРЕЦИОННОМ ДИСКЕ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ $M = 10\,M_\odot$ НА ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЕ ВЫХОДА $\tau_{вых}$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{cr}$, $\beta = P_g/P_r$, ДЛИН ВОЛН λ ОТНОСИТЕЛЬНО ПОЛУТОЛЩИНЫ ДИСКА z_0 С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ПЕРИОДА t И ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ ω В ДОЛЯХ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ω_c, ПОЛУЧЕННОЙ БЕЗ УЧЕТА ПРОГРЕВА АТМОСФЕРЫ

$\dot{m}$	Модель	β	$\frac{\lambda}{z_0}$	$\frac{\omega}{\omega_c}$	t мсек	τ_1	τ_2	F/F_0		
								$\tau_{вых}=0.5$	$\tau_{вых}=0.33$	$\tau_{вых}=0.1$
0.1	[8]	0.1	$\frac{1}{2}$	2.2	5.0	11	1.6	0.087	0.086	0.081
			$\frac{1}{4}$	4.4	2.5	22	3.3	0.019	0.019	0.018
	[2]	0.27	$\frac{1}{2}$	0.8	5.1	11	4.5	0.23	0.22	0.20
			$\frac{1}{6}$	2.4	1.7	33	13	0.045	0.044	0.043
0.3	[8]	0.01	1	4.2	10	3.7	0.06	0.036	0.029	0.017
			$\frac{1}{2}$	8.4	5	1.9	0.03	0.023	0.018	0.010
	[2]	0.032	$\frac{1}{2}$	2.7	5	3.8	0.18	0.040	0.037	0.030

Таблица 2

ВЫХОДЯЩИЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПОТОК В СВЕРХМАССИВНОЙ ЗВЕЗДЕ КАК МОДЕЛИ КВАЗАРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАДИУСАХ R (В ДОЛЯХ РАДИУСА ШВАРЦШИЛЬДА r_g).

$\frac{M}{M_\odot}$	β	$\frac{R}{r_g}$	$\frac{\omega}{\omega_c}$	t сек	τ_1	τ_2	F/F_0		
							$\tau_{вых}=0.3$	$\tau_{вых}=0.1$	$\tau_{вых}=0.01$
10^6	$8.5\cdot10^{-3}$	100	2	$1.0\cdot10^4$	4.7	0.06	$5.3\cdot10^{-2}$	$4.7\cdot10^{-2}$	$3.8\cdot10^{-2}$
			4	$5.0\cdot10^3$	9.4	0.12	$3.6\cdot10^{-2}$	$3.2\cdot10^{-2}$	$2.6\cdot10^{-2}$
		10	2	$1.9\cdot10^2$	2.7	0.034	$4.5\cdot10^{-2}$	$3.7\cdot10^{-2}$	$2.5\cdot10^{-2}$
			4	$9.7\cdot10$	5.4	0.068	$4.1\cdot10^{-2}$	$3.3\cdot10^{-2}$	$2.2\cdot10^{-2}$
10^8	$8.5\cdot10^{-4}$	100	2	$6.8\cdot10^6$	1.15	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.2\cdot10^{-2}$	$6.0\cdot10^{-3}$	$1.5\cdot10^{-3}$
			4	$3.4\cdot10^6$	2.3	$2.9\cdot10^{-3}$	$1.2\cdot10^{-2}$	$5.7\cdot10^{-3}$	$1.4\cdot10^{-3}$
		10	2	$1.2\cdot10^5$	0.47	$0.6\cdot10^{-3}$	$8.7\cdot10^{-3}$	$2.7\cdot10^{-3}$	$3.0\cdot10^{-4}$
			4	$6.1\cdot10^4$	0.94	$1.2\cdot10^{-3}$	$8.7\cdot10^{-3}$	$2.7\cdot10^{-3}$	$3.0\cdot10^{-4}$

флуктуаций блеска тех объектов, в которых можно предполагать аккреционные диски или сверхмассивные звезды.

а) Рентгеновский источник Cyg X—I.

Данный источник, в котором предполагается наличие черной дыры и аккреционного диска является сильно флуктуирующим в целом диапазоне периодов от 10^{-3} до ~ 1 *сек* [10]. Как следует из табл. 1, характерный период флуктуаций, вызываемый выходом акустических волн в атмосферу, составляет $5 \div 10$ *мсек*. Обнаружение квазипериода $t = 10$ *мсек* в рентгеновском излучении Cyg X—I [10] может быть связано с выходом волн в атмосферу над конвективным диском. В [10] существование квазипериода 10 *мсек* связывается с вращением горячих пятен вокруг черной дыры [11]. Можно указать несколько наблюдательных отличий между двумя этими механизмами флуктуаций. При вращении горячего пятна, спирально двигающегося к черной дыре, период флуктуации в каждой серии должен уменьшаться. В то же время, характерная частота, которая зависит от массы звезды, не меняется в зависимости от светимости. Если же флуктуации вызываются конвекцией, то период в данной серии должен быть примерно постоянным, но при увеличении светимости характерный период растет примерно пропорционально светимости, как следует из табл. 1. Отметим также различие в спектральной зависимости двух механизмов: при вращении спектр в импульсе не меняется, а в результате конвекции в максимуме блеска должен быть самый жесткий спектр. Однако увеличение жесткости спектра должно быть заметно только на самых коротких временных масштабах (<10 *мсек*). На больших интервалах связь спектра со светимостью гораздо сложнее, так как в разные участки спектра дают вклады различные области диска, всплески в которых могут быть некоррелированы. Поэтому отсутствие простой связи спектра со светимостью, отмеченное в [12], не может служить аргументом против объяснения спектра Cyg X—I процессом комптонизации. Заметим, что рассмотренный нами механизм может давать флуктуации, слабо коррелированные со времени, и имитировать белый шум, получаемый из анализа наблюдений флуктуаций блеска Cyg X—I [12, 13].

б) Ядра активных галактик и квазары.

Природа квазаров и компактных ядер галактик до сих пор не ясна, но по крайней мере в двух существующих моделях — диски вокруг сверхмассивных черных дыр [14] и сверхзвезды [9] — имеют место физические процессы, рассмотренные в данной работе. Здесь также представляет интерес сопоставить наблюдаемые свойства переменности с предсказаниями модели. Быстрые флуктуации светимости с квазипериодом 100 *дней* наблюдаются в ядре сейфертовской галактики NGC 4151 (~ 130 *дней*) [15], в объекте OJ 287 (~ 184 *дня*), являющемся объектом типа BL Lac [16]. Эти квазипериоды хорошо согласуются с характерными периодами частот в модели сверхмассивной звезды в $\sim 10^8 M_\odot$ (см. табл. 2). По данным табл. 2 можно оценить, что в модели аккреционного диска вокруг черной дыры эти периоды при массе дыры $\sim 10^8 M_\odot$ соответствуют светимости $L = 0.1 L_c$. Как специально отмечается наблюдателями (см., например, [16]), «особенностью периодичности быстрой компоненты в ядрах сейфертовских галактик является изменение фазы (по-видимому, резкое) при сохранении периода». Это свойство хорошо согласуется с конвективно-волновой природой быстрых флуктуаций.

Тенденция роста квазипериода флуктуаций со светимостью, примерное постоянство периода в каждой данной серии наблюдений, а также увеличение жесткости спектра в максимуме блеска являются общими свойствами конвективно-волнового механизма флуктуаций блеска как в модели сверхмассивной звезды, так и в модели турбулентного конвективного диска вокруг сверхмассивной черной дыры.

Однако в обеих этих моделях роль давления излучения очень велика и затухание акустических волн очень сильно. Из табл. 2 ясно, что в этом случае выходящий акустический поток составляет не более $\sim 1\%$ потока, генерированного на большой оптической глубине, что существенно меньше наблюдаемой амплитуды переменности. Нам представляется, что перенос энергии другими типами волн (например, магнитозвуковыми) в этом случае также сильно затруднен, так как будет эффективно происходить их демпфирование лучистым трением. Особенно важной эта трудность становится в модели сверхмассивной звезды, где нет механизмов переменности, специфических для аккреционного диска (см. также нашу работу [17]).

Институт космических
исследований АН СССР

THE PROPAGATION OF WAVES IN THE MEDIA OF HIGH RADIATION PRESSURE. II. ASTROPHYSICAL APPLICATIONS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN, S. I. BLINNIKOV

The paper treats the propagation of waves in the atmospheres of astrophysical objects such as the accretion disks around black holes and the supermassive stars in conditions of high radiation pressure. The variability of the Cyg X-1 and of the galactic nuclei is studied within these models. The convection and the turbulence generate acoustic waves whose spectrum in transparent regions is determined by the conditions of reflection and damping. The variability of luminosity is connected with the temperature oscillations of photosphere and corona due

to variable heating. The characteristic timescales for all objects are in good agreement with the observations. However for the supermassive stars it is very difficult to obtain the sufficient amplitude of luminosity fluctuations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников*, Астрофизика, 14, 563, 1978.
2. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников*, Astron. Astrophys., 59, 111, 1977.
3. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
4. *Г. Лэмб*, Гидродинамика, ГИТТЛ, М.—Л., 1947.
5. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников*, Письма АЖ, 2, 489, 1976.
6. *E. P. T. Liang, R. H. Price*, Ap. J., 218, 247, 1977.
7. *A. A. Galeev, R. Rosner, G. S. Vaiana*, Structured coronae of accretion disks: Cygnus X-1, Preprintà.
8. *Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, С. С. Зилитинкевич*, Astron. Astrophys., 62, 179, 1978.
9. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
10. *E. Boldt*, 8-th Texas Symp. on Relativ. Astrophys. Ann., New York Academy of Sciences, 302, 329, 1977.
11. *Р. А. Сюняев*, Астрон. ж., 49, 1153, 1972.
12. *C. R. Canizares, M. Oda*, Ap. J., 214, L119, 1977.
13. *M. C. Weisskopf, P. G. Sutherland*, Ap. J., 221, 228, 1978.
14. *D. Lynden-Bell*, Nature, 223, 690, 1969.
15. *В. М. Лютый, А. М. Черепащук*, Астрон. цирк., № 831, 1974.
16. *В. М. Лютый*, Переменные звезды, 20, 243, 1976.
17. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников*, Письма АЖ (в печати).