АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14 НОЯБРЬ, 1978 ВЫПУСК 4

УДК 523.872

# СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В ОБОЛОЧКАХ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. I. КИНЕМАТИКИ С ЛОКАЛЬНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. П. ГРИНИН

Поступила 3 июля 1978

Рассматривается световое давление, производимое излучением в спектральных линиях в газовых системах со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движениями и локальным радиационным взаимодействием. Показано, что наличие дифференциального вращения приводит к появлению асимметрии углового распределения оптической толщины системы в спектральных линиях и, как следствие этого, к появлению тангенциальной составляющей светового давления. При взаимодействии излучения с веществом последнее приобретает некоторый угловой момент; соответствующее приращение углового момента, но с обратным знаком, передается излучению и выносится им за пределы системы. В результате за счет перехода части внутренней энергии системы в излучение в спектральных линиях ее вращение в зависимости от условий (в частности, от знака градиента функции источников) будет либо усиливаться, либо затухать.

*Введение.* Световое давление, обусловленное рассеянием резонансного излучения, является одним из основных факторов, определяющих кинематику газа в присутствии интенсивного поля излучения. Его важная роль в астрофизике отмечалась еще в ранних работах М. Джонсона [1], Б. П. Герасимовича [2] и С. Б. Пикельнера [3]. В последние годы указанный механизм неоднократно обсуждался (Л. Люси и П. Соломон [4], Р. Машотский и др. [5], К. Тартер и К. Мак-Ки [6], Р. Офер [7], Р. Вейман [8], Р. Киппенхан и др. [9, 10]) в связи с проблемой ускорения газа в атмосферах горячих сверхгигантов, а также в ядрах сейфертовских галактик и квазаров.

При вычислении светового давления, действующего на атом, необходимо учитывать: 1) непрозрачность газа в резонансных линиях, 2) наличие градиента скорости, обусловленного крупномасштабными дифференциальными движениями газа. Строгое определение силы светового давления, учитывающее оба эти фактора, было впервые сделано В. В. Соболевым [11] для одномерной среды, расширяющейся с постоянным градиентом скорости и плоско-параллельного слоя с градиентом скорости, направленным по нормали. При этом рассматривалась только диффузная составляющая интенсивности излучения. Впоследствии Дж. Кастор [12] обобщил этот результат на случай радиально-симметричных течений. Наряду с этим он подробно исследовал световое давление, вызванное рассеянием прямого излучения от звезды, и показал, что в важнейшем для приложений случае — сверхзвуковых движениях и доплеровском профиле коэффициента поглощения — последнее преобладает над давлением, обусловленным диффузным полем излучения.

В настоящей работе световое давление в резонансных линиях рассматривается применительно к оболочкам с аксиально-симметричным полем скоростей. Качественно новой особенностью, присущей движениям этого типа, является тангенциальная составляющая светового давления. В этих условиях излучение, проходящее через оболочку и взаимодействующее с газом при резонансном рассеянии на атомах, не только ускоряет его в радиальном направлении, но и приобретает при этом (и выносит из оболочки) некоторый угловой момент. В результате происходит изменение скорости вращения оболочки.

Мы рассматриваем здесь силу светового давления применительно к кинематикам с локальным радиационным взаимодействием, т. е. в условиях, когда степень возбуждения и световое давление определяются локальными характеристиками среды и поля скоростей. Соответствующий анализ применительно к условиям крупномасштабного радиационного взаимодействия будет дан в следующей работе.

1. *Постановка задачи и общие соображения.* Согласно [13] локальное радиационное взаимодействие в спектральных линиях в движущихся средах осуществляется при условии, что градиент скорости в сопутствующей системе координат, определяемый в оболочках с аксиально-симметричными движениями соотношениями (см., например, [14]): $dv_{\vec{s}}/ds = \zeta^2\psi(\theta, r)$,

где $\vec{s} = \vec{r} - \vec{r}'$; $s = |\vec{s}|$ (см. рис. 1),

$$\psi(\theta, r) = \xi_1(r)\cos^2\theta + \frac{v}{r} + \xi_2(r)\sin\theta\cos\theta, \tag{1}$$

$$\xi_1(r) = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \quad \xi_2(r) = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}; \tag{2}$$

$\zeta = \cos\varphi$, $v(r)$ и $u(r)$ — соответственно радиальная и тангенциальная скорости движения газа (выраженные в единицах тепловой или турбулентной скорости), является положительной величиной в плоскости движения, т. е. $\psi(\theta, r) > 0$ при всех значениях $r$ и $\theta$. Это условие, как показано в [13], ограничивает класс движений кинематиками, в которых соотношение между компонентами скорости $v$ и $u$ и их производными таково, что $4(v/r)(dv/dr) > \xi_2^2(r)$.

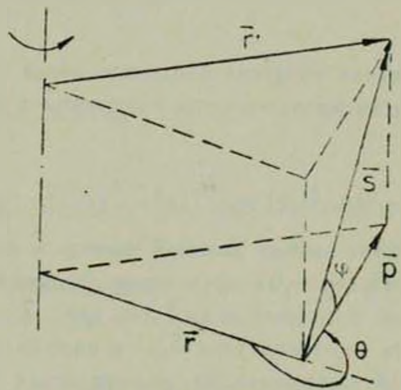


Рис. 1.

Наряду с этим потребуем, чтобы существовал первый момент профиля коэффициента поглощения: $\int\limits_0^\infty \alpha(x)\, x dx < +\infty$, где $x$ — безразмерное расстояние от центра линии, выраженное в единицах доплеровской полуширины профиля коэффициента поглощения $\Delta\nu_D$. Последнее условие, необходимость выполнения которого следует из раздела 3, означает, что, рассматривая в общем случае фойгтовский профиль коэффициента поглощения, мы должны ограничиться ситуациями, при которых газ непрозрачен только в доплеровской части профиля коэффициента поглощения. Заметим, что этот случай является наиболее важным с точки зрения приложений.

При наличии сверхзвуковых движений смещение резонансной частоты атомов из-за эффекта Доплера в кинематиках с локальным радиационным взаимодействием становится сравнимым с полушириной профиля коэффициента поглощения уже в пределах малой окрестности точки. В этом случае эффективная оптическая толщина оболочки в точке $\vec{r}$ и в направлении $\vec{s}$ определяется длиной свободного пробега фотона $l(r)$ и значением градиента скорости (в сопутствующей системе координат) в данной точке в том же направлении:

$$\tau(r, \theta, \varphi, x) = l^{-1}(r) \int\limits_0^\infty \alpha[x + s\zeta^2\psi(\theta, r)]\, ds =$$
$$= l^{-1}(r)\, \zeta^{-2}\psi^{-1}(\theta, r) \int\limits_x^\infty \alpha(y)\, dy, \tag{3}$$

причем, полная оптическая толщина оболочки, когда $s$ меняется в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ не зависит от частоты излучения в линии и определяется выражением

$$\tau(r, \theta, \varphi) = l^{-1}(r)\, \zeta^{-2}\psi^{-1}(\theta, r). \tag{4}$$

Из (3) и (4) следует весьма важный вывод: в оболочках с дифференциальным вращением ($\xi_2(r) \neq 0$) оптическая толщина в спектральных линиях является нечетной функцией угла $\theta$ (см. рис. 2). Дифференцируя (1) по $\theta$ нетрудно получить значения угла $\theta_m$, в направлении которого производная скорости $dv_{\vec{s}}/ds$ максимальна, а оптическая толщина имеет соответственно минимальное значение:

$$\theta_m = \frac{1}{2} \arccos \sqrt{\frac{\xi_1^2(r)}{\xi_1^2(r) + \xi_2^2(r)}}. \tag{5}$$

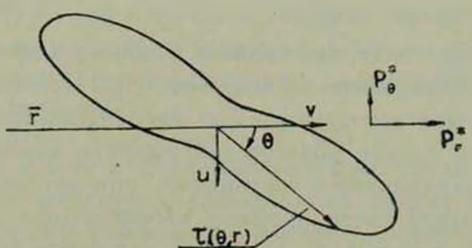


Рис. 2. Угловое распределение оптической толщины в спектральной линии в оболочке с полем скоростей: $v(r) = (r/r_*)^{1/2}$, $u(r) = \text{const} = 1$ при $r = r_*$.

Отсутствие симметрии оптических свойств оболочки по отношению к радиус-вектору $\vec{r}$ приводит к появлению новой (по сравнению со случаем радиально-симметричных движений) функции светового давления в спектральных линиях. Наряду с радиальной составляющей $p_r$ оно имеет также тангенциальную компоненту $p_\theta$; в результате излучение, проходя через газ, будет приводить не только к его ускорению в радиальном направлении, но и к изменению углового момента оболочки.

В соответствии с этим мы будем рассматривать две компоненты светового давления, действующего на единичный объем газа. В общем случае (в принятой здесь системе координат) они определяются соотношениями:

$$\left\{\begin{aligned} p_r(r) &= \frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{2}{l(r)}\int_0^{2\pi}\cos\theta d\theta\int_0^{\pi/2}\cos^2\varphi d\varphi\int_{-\infty}^{+\infty}I(r, \theta, \varphi, x)\,\alpha(x)\,dx, \\ p_\theta(r) &= \frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{2}{l(r)}\int_0^{2\pi}\sin\theta d\theta\int_0^{\pi/2}\cos^2\varphi d\varphi\int_{-\infty}^{+\infty}I(r, \theta, \varphi, x)\,\alpha(x)\,dx. \end{aligned}\right. \tag{6}$$

Представляя интенсивность излучения в виде суммы интенсивностей прямого и диффузного излучений: $I = I^* + I^d$, рассмотрим отдельно соответствующие компоненты светового давления: $p = p^* + p^d$, действующие на газ в экваториальной плоскости течения.

2. *Сила светового давления, обусловленная прямым излучением звезды.* Предполагая, что интенсивность излучения в непрерывном спектре $I_\nu^*$ в пределах линии не зависит от частоты и пренебрегая потемнением звезды от центра к краю диска, в этом случае имеем:

$$I(r, \theta, \varphi, x) = \alpha(x)\,e^{-\tau(r, \theta, \varphi, x)} \times \begin{cases} I_\nu^* & \text{при } \theta \leqslant \theta_*, \ \varphi \leqslant \varphi_*, \\ 0 & \text{при } \theta > \theta_*, \ \varphi > \varphi_*, \end{cases} \tag{7}$$

где $\tau(r, \theta, \varphi, x)$ — оптическая толщина оболочки в линии, определяемая формулой (7), $\theta_* = \arccos[1 - (r_*/r)^2]^{1/2}$, $\varphi_* = \arccos(\cos\theta_*/\cos\theta)$.

Подставляя (7) в (6) и интегрируя по частоте, получим:

$$\left\{\begin{aligned} p_r^*(r) &= I_\nu^*\frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{2}{l(r)}\int_{-\theta_*}^{+\theta_*}\cos\theta d\theta\int_0^{\varphi_*}\beta(r, \theta, \varphi)\cos^2\varphi d\varphi, \\ p_\theta^*(r) &= I_\nu^*\frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{2}{l(r)}\int_{-\theta_*}^{+\theta_*}\sin\theta d\theta\int_0^{\varphi_*}\beta(r, \theta, \varphi)\cos^2\varphi d\varphi. \end{aligned}\right. \tag{8}$$

Здесь $\beta(r, \theta, \varphi)$ — вероятность выхода кванта без рассеяний по пути из точки $r$ в направлении $\theta$, $\varphi$:

$$\beta(r, \theta, \varphi) = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi)\,[1 - e^{-\tau(r, \theta, \varphi)}]. \tag{9}$$

Как уже отмечалось, оптическая толщина газа в резонансных линиях, как правило, много больше единицы. Согласно (9) в этом случае

$$\beta(r, \theta, \varphi) = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi) = I(r)\, r^{2}\psi(\theta, r). \tag{10}$$

Отсюда и из соотношений (8) видно, что в оптически толстых в линиях оболочках сила светового давления, действующего на газ, не зависит от концентрации атомов в основном состоянии и определяется только интенсивностью излучения звезды и кинематикой газа в оболочке.

Подставляя (10) в (8), после интегрирования получаем:

$$\left|\begin{array}{l} p_r^*(r) = I_\nu^* \dfrac{\pi}{4} \dfrac{\Delta\nu_D}{c} \dfrac{v}{r} \times \begin{cases} 1 + 2\gamma_v & \text{при } r \sim r_*, \\ 4\gamma_v \left(\dfrac{r}{r_*}\right)^{-2} & \text{при } r \gg r_*, \end{cases} \\ p_\theta^*(r) = I_\nu^* \dfrac{\pi}{4} \dfrac{\Delta\nu_D}{c} \dfrac{u}{r} (\gamma_u - 1) \times \begin{cases} 1 & \text{при } r \sim r_*, \\ \left(\dfrac{r}{r_*}\right)^{-4} & \text{при } r \gg r_*, \end{cases} \end{array}\right. \tag{11}$$

где $\gamma_v = d\ln[v(r)/d\ln r]$, $\gamma_u = d\ln[u(r)/d\ln r]$.

Из выражений (11) следует, что 1) радиальная и тангенциальная компоненты давления определяются соответствующими компонентами скорости и их производными; 2) в окрестности звезды ($r \sim r_*$), при $u \sim v$ обе компоненты давления сравнимы по величине; 3) при $r \gg r_*$ составляющая $p_\theta^*$ убывает значительно быстрее, чем радиальная составляющая давления $p_r^*$.

Как видно из выражения (11), направление тангенциальной компоненты давления зависит от знака функции $\xi_\theta(r) \sim \gamma_u - 1$. Если $\gamma_u < 1$, то тогда составляющая $p_\theta^* < 0$, т. е. действует в направлении, противоположном направлении вращения системы. В противоположном случае, когда $\gamma_u > 1$, картина будет обратной.

Учитывая, что значение $\gamma_u = 1$ соответствует твердотельному вращению, и рост тангенциальной составляющей скорости $u(r)$ с расстоянием в реальных астрофизических ситуациях не может происходить быстрее, чем при твердотельном вращении, мы приходим к заключению, что $\gamma_u < 1$. Это означает, что в кинематиках с локальным радиационным вазимодействием прямое излучение от звезды при поглощении в частотах спектральных линий создает тангенциальную компоненту давления, *тормозящую* вращение системы. Теряемый при этом угловой момент передается излучению и выносится за пределы оболочки.

*3. Световое давление, обусловленное диффузным излучением.* В условиях локального радиационного взаимодействия интенсивность диффузного излучения определяется выражением:

$$I^d(r, \theta, \varphi, x) = \int\limits_0^\infty S(r')\varphi[x + s\tau^2\psi(\theta, r)] \times$$
$$\times \exp\left\{-\int\limits_0^s \alpha[x + s'\tau^2\psi(\theta, r)]\frac{ds'}{l(r)}\right\}\frac{ds}{l(r)}, \tag{12}$$

где $r' = r - s\vec{\mu}$.

Подставляя (12) в (6), получаем

$$p_r^d(r) = \frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{2}{l(r)}\int\limits_0^{2\pi}\cos\theta d\theta\int\limits_0^{\pi/2}\cos^2\varphi d\varphi\int\limits_0^\infty K(r, \vec{s})S(r')\frac{ds}{l(r)}. \tag{13}$$

Здесь $K(r, \vec{s})$ — ядерная функция, определяющая в условиях локального радиационного взаимодействия вероятность переноса возбуждения из точки $r'$ в точку $r$. Соответствующее выражение для $p_\theta^d$ отличается от (13) заменой $\cos\theta$ на $\sin\theta$.

Согласно [14]

$$K(r, \vec{s}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\alpha(x)\varphi[x + s\tau^2\psi(\theta, r)] \times$$
$$\times \exp\left\{-\int\limits_0^s\alpha[x + s'\tau^2\psi(\theta, r)]\frac{ds'}{l(r)}\right\}dx. \tag{14}$$

Поскольку в случае сверхзвуковых движений фотовозбуждения в произвольной точке $r$ определяются малой окрестностью точки ($s \ll |\vec{r}|$), характерный размер которой порядка диффузионной длины [14], функцию источников в (13) можно представить в виде ряда Тейлора. Ограничиваясь в этом разложении членом первого порядка, из (13) получаем:

$$p_r^d(r) = -\frac{\Delta\nu_D}{c}\frac{dS}{dr}\frac{2}{l(r)}\int\limits_0^{2\pi}\cos^2\theta d\theta\int\limits_0^{\pi/2}\cos^2\varphi d\varphi\int\limits_0^\infty K(r, \vec{s})\, s\frac{ds}{l(r)}. \tag{15}$$

Прежде чем перейти к дальнейшим преобразованиям полученного выражения, подчеркнем следующее важное обстоятельство: как видно из (15), последний интеграл в этом выражении представляет собой первый момент ядерной функции $K(r, \vec{s})$. Из (14) следует, что для существования конечного первого момента ядра необходимо, чтобы существовал конечный первый момент коэффициента поглощения. Изложенное выше поясняет, почему при определении силы светового давления мы ограничились случаем доплеровского профиля коэффициента поглощения — в этом случае (при условии, что $\varphi(\theta, r) > 0$) существует как первый момент ядра, так и все последующие. В случае же лоренцовского профиля все моменты, начиная с первого, расходятся и в этих условиях определение светового давления методами локального радиационного взаимодействия перестает быть корректной процедурой.

Согласно [11] при $\tau(r, \theta, \varphi) \gg 1$

$$\int\limits_0^\infty K(r, s)\, s \frac{ds}{l(r)} = 2x_1(r, \theta, \varphi)\, l(r), \tag{16}$$

где $x_1$ определяется из соотношения

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{x_1}^{\infty} e^{-x^2} dx = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi) \tag{17}$$

и представляет собой медленно меняющуюся функцию:

$$x_1(r, \theta, \varphi) = \{\ln[\tau(r, \theta, \varphi)\sqrt{\pi}]\}^{1/2}. \tag{18}$$

Поэтому при подстановке (16) в (15) ее можно вынести за знак интеграла, заменив в (18) переменные $\mu$ и $\zeta$ соответствующими средними значениями: $\bar{\mu} = \bar{\zeta} = 1/\sqrt{2}$. В результате получим при $\tau(r, \theta, \varphi) \gg 1$

$$p_r^d(r) = -\frac{8}{3} \frac{\Delta\nu_D}{c} \frac{dS}{dr} \bar{x}_1. \tag{19}$$

Поступая аналогичным образом в случае тангенциальной составляющей имеем

$$p_\theta^d(r) = -\frac{8}{3} \frac{\Delta\nu_D}{c} \frac{dS}{dr} f(r), \tag{20}$$

где

$$f(r) = x_1(r, \bar{\mu}, \bar{\zeta}) - x_1(r, -\bar{\mu}, \bar{\zeta}). \tag{21}$$

В оболочках с преобладающими радиальными движениями $(u/v \ll 1)$ последнее выражение можно преобразовать к виду:

$$f(r) = \pi \frac{1+\gamma_v-\gamma_v^{1/2}}{1-\gamma_v} \frac{1-\gamma_u}{1-\gamma_v} \frac{u(r)}{v(r)} \left\{ \ln \left[ \frac{l(r)}{4} \frac{v}{r} (1+\gamma_v) \right]^{-1} \right\}^{-1/2}, \quad (22)$$

откуда следует, что в этом случае $f \sim u/v$.

Из (21) и (22) видно, что при $\gamma_n < 1$ величина $f(r) > 0$. Поэтому согласно (20) при $dS/dr < 0$ световое давление, обусловленное диффузным излучением, действует в направлении вращения системы, при $dS/dr > 0$ — против вращения. Согласно (19) в первом из этих случаев радиальная компонента давления направлена от центра, во втором — к центру системы. Таким образом, хотя при $dS/dr < 0$ поток излучения, как и в предыдущем разделе, направлен наружу, производимое им тангенциальное оказывается противоположным по знаку давлению прямого излучения. Указанная особенность является одним из наиболее тонких и неочевидных свойств светового давления в среде с аксиально-симметричными движениями.

Согласно (18)—(21) соотношение между компонентами светового давления зависит от соотношения между соответствующими компонентами скорости: $p_\varphi^d / p_r^d \sim u/v$.

4. *Соотношение между световым давлением, обусловленным прямым и диффузным излучением.* Поскольку, как было показано выше, от соотношения между давлением прямого и диффузного излучения зависит не только величина, но и знак результирующего давления, представляет интерес сравнить их между собой. Сделаем это на примере конкретной задачи, рассмотрев случай, когда диффузное излучение образуется при резонансном рассеянии излучения звезды веществом оболочки и вклад других источников возбуждения пренебрежимо мал. Ограничимся при этом случаем чистого рассеяния ($\lambda = 1$), $\tau \gg 1$ и $r \gg r_*$.

В условиях локального радиационного взаимодействия функция источников определяется по методу Соболева уравнением

$$\beta(r) S(r) = g(r), \quad (23)$$

где $\beta(r)$ — усредненная по всем направлениям вероятность выхода кванта из точки $r$ за пределы оболочки. Свободный член в уравнении (23) пропорционален числу фотовозбуждений в 1 $см^3$ в точке $r$ и в условиях задачи равен

$$g(r) = \frac{1}{\pi} I_* \int_0^{\theta_*} d\theta \int_0^{\varphi_*} \beta(r, \theta, \varphi) \cos\varphi \, d\varphi. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (23) и используя выражение для $\beta(r)$, полученное в [14], находим, что при $r \gg r_*$

$$S(r) = \frac{3}{4} I_\nu^* \frac{\gamma_v}{1+\gamma_v} \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-2}. \tag{25}$$

Если в этом выражении пренебречь изменением $\gamma_v$ (что во многих случаях оправдано), то после дифференцирования по $r$ и подстановки в (19) получим

$$p_r^d(r) = I_\nu^* \frac{\Delta\nu_D}{c} \frac{\bar{x}_1 \gamma_v}{1+\gamma_v} \frac{4}{r} \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-2}. \tag{26}$$

Из (11) и (26) следует, что отношение составляющих радиального давления, обусловленного диффузным и прямым излучениями, равно

$$p_r^d(r)/p_r^*(r) = \frac{4}{\pi} \frac{\bar{x}_1}{1+\gamma_v} v^{-1}(r) \sim v^{-1}(r). \tag{27}$$

Таким образом, согласно (27) искомое отношение обратно пропорционально скорости радиального движения, и поскольку рассматриваются существенно сверхзвуковые движения ($v \gg 1$), то отношение $p_r^d/p_r^* \ll 1$.

Приведенные выше оценки показывают, что, хотя в отдельных случаях составляющие давления $p_r^d$ и $p_r^*$ могут быть сравнимы по величине, в большинстве астрофизических ситуаций давление, обусловленное диффузным излучением, не играет, по-видимому, значительной роли в ускорении газа в радиальном направлении. Этот вывод может измениться только в том случае, если в оболочке имеются собственные источники возбуждения и если при том же самом значении градиента функции источников ее абсолютное значение существенно больше, чем в рассмотренной выше ситуации.

Иначе обстоит дело в случае тангенциальной составляющей давления. Повторяя предыдущие рассуждения, можно показать, что

$$\begin{aligned} |p_\theta^d(r)/p_\theta^*(r)| &= \frac{16}{\pi} \frac{\gamma_v}{1+\gamma_v} u^{-1}(r) |\gamma_u - 1|^{-1} f(r) \left(\frac{r}{r_*}\right)^2 = \\ &= A v^{-1}(r) \left(\frac{r}{r_*}\right)^2, \end{aligned} \tag{28}$$

где $A$ — множитель порядка единицы. Отметим, что при переходе к последнему выражению в правой части (28) принято во внимание, что $f(r) \sim 1$ при $u \sim v$ и $f \sim u/v$ при $u \ll v$. Поскольку рассматриваются сверхзвуковые движения, то, как следует из (28), существует критическое значение $r_0$:

$$r_0 = A^{-1/2} r_* v^{1/2}(r_0), \tag{29}$$

которое делит оболочку на две зоны. При $r < r_0$ преобладает давление, производимое прямым излучением, которое, как мы выяснили в разделе 2, тормозит вращение оболочки. Наоборот, при $r > r_0$ преобладает давление диффузного излучения и так как в данном случае $dS/dr < 0$, то в этой области направление тангенциального давления совпадает с направлением вращения оболочки.

5. *Эффективность светового давления.* Оценим, при каких условиях световое давление способно привести к заметному изменению скорости движения газа. Рассмотрим для определенности влияния тангенциальной компоненты давления $p_0^d$ на угловую скорость системы, радиус зоны непрозрачности которой в спектральной линии равен $R$. Как известно, приращение количества движения $\rho\delta u$ элементарного объема с плотностью вещества $\rho$ равно произведению силы на характерное время ускорения. В данном случае характерное время ускорения порядка $R/v$. С учетом этого

$$\rho\delta u \simeq |p_0^d| \cdot \frac{R}{v} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\Delta\nu_D}{c} \left|\frac{dS}{dr}\right| f(r) \frac{R}{v}. \tag{30}$$

Заменяя здесь приближенно $dS/dr \sim S/R$, $f \sim u/v$ и полагая $\delta u \simeq u$, имеем

$$\frac{\Delta\nu_D}{c} S \simeq \frac{1}{2} \rho v^2. \tag{31}$$

В левой части этого равенства стоит плотность энергии излучения в линии $\rho_{\text{изл.}}$, в правой — плотность кинетической энергии газа $\rho_k$. С учетом этого (31) можно переписать в виде: $\rho_{\text{изл.}} \simeq \rho_k$.

Аналогичное условие может быть получено и при рассмотрении радиальной компоненты давления.

Таким образом, изменение скорости движения газа под действием светового давления эффективно в тех системах, в которых плотность излучения в спектральных линиях сравнима или превышает плотность кинетической энергии вещества. Это вполне понятное и естественное условие. Отметим лишь одну важную деталь. В правой части (31) стоит на самом деле не полная плотность излучения в линии, которая, очевидно, равна $(\Delta\nu/c)\,S$, где $\Delta\nu$ — полная ширина линии, обусловленная дифференциальным движением газа, а лишь ее «полезная» часть, способная эффективно взаимодействовать с веществом. Отношение между ними равно отношению ширины линии $\Delta\nu$ к ширине профиля коэффициента поглощения и в условиях сверхзвуковых движений порядка $v \gg 1$.

Итак, если $\rho_{\text{изл.}} \gtrsim \rho_k$ то под действием светового давления будет происходить эффективное изменение углового момента системы, причем, можно показать, что характерное время этого процесса порядка $(\rho_k/\rho_{\text{изл.}})\, t_p$, где $t_p$ — характерное время расширения системы. Если градиент функции источников положителен, то угловой момент будет уменьшаться. Если $dS/dr < 0$ (что более естественно в астрофизических условиях), то первичное вращение будет усиливаться, приближаясь к твердотельному вращению вплоть до расстояний, на которых оптическая толщина системы в спектральных линиях становится меньше единицы.

6. *Закон сохранения углового момента замкнутой системы.* С учетом сказанного выше, основной результат работы можно сформулировать следующим образом: газовая система, обладающая «затравочным» вращением, способна под действием внутренних источников энергии (в данном случае за счет первичных источников возбуждения в спектральных линиях) изменять свой угловой момент. С другой стороны, как известно, угловой момент замкнутой системы должен сохраняться. В данном случае такой системой являются вещество оболочки и излучение в спектральных линиях, и из условия сохранения суммарного углового момента следует, что соответствующее приращение углового момента, но с обратным знаком, передается излучению и выносится им за пределы оболочки. Фактически это означает, что неподвижный атом, находящийся за пределами вращающейся газовой системы, будет испытывать тангенциальное давление со стороны ее излучения, причем направление этого давления будет всегда противоположно направлению тангенциального светового давления внутри вращающейся системы.

Так, если световое давление обусловлено поглощением излучения центрального источника и, следовательно, тормозит вращение оболочки, то неподвижный газ, находящийся в ее окрестности, начнет вращаться в направлении, *совпадающем* с вращением оболочки.

Если, напротив, основной вклад в световое давление дает диффузное излучение и при этом $dS/dr < 0$, то тангенциальное давление излучения системы на неподвижный газ будет вращать его в направлении, *противоположном* вращению системы.

Заметим, что, если вместо атома, взаимодействующего с излучением системы резонансным образом, в окрестности вращающейся системы поместить частицу, поглощающую или рассеивающую излучение в частотах линии неселективно, то тангенциальная составляющая давления, действующего на нее со стороны излучения системы, будет равна нулю. Иными словами, асимметрия условий, приводящая к появлению тангенциального давления в окрестности системы, возникает только в том случае, если из падающего излучения в этом месте поглощается излучение, заключенное в узком интервале частот, ширина которого меньше ширины спектральной линии, обусловленной внутренними движениями системы.

7. *Заключение.* Основной результат работы заключается, таким образом, в констатации следующего факта: излучение в оптически толстых спектральных линиях, образующихся в газовых системах с аксиально-симметричными сверхзвуковыми движениями, способно эффективно воздействовать на вращение системы. Благодаря перераспределению углового момента между излучением и веществом может происходить изменение углового момента системы за счет внутренних источников возбуждения в спектральных линиях, т. е. элементарных процессов типа электронных ударов, рекомбинаций и т. д. В зависимости от конкретных условий «затравочное» вращение газа может усиливаться или затухать. Например, если основной вклад в световое давление дает диффузное излучение, то при $dS/dr > 0$ скорость вращения газа уменьшается, наоборот, при $dS/dr < 0$ «затравочное» вращение усиливается, приближаясь к твердотельному.

Если воспользоваться понятиями газодинамики, то действие тангенциальной составляющей светового давления можно рассматривать как проявление радиационной вязкости, обусловленной взаимодействием излучения в спектральных линиях с атомами среды. Это понятие, как известно, было введено впервые Джинсом [15], рассмотревшим проблему переноса углового момента равновесным излучением в звездах с дифференциальным вращением. Принципиальное отличие между этими двумя видами радиационной вязкости состоит в том, что вязкость, обусловленная давлением излучения в непрерывном спектре, всегда положительна, в то время как вязкость, обусловленная давлением излучения в спектральных линиях, может быть как *положительной*, так и *отрицательной*. Положительной она будет в том случае, если световое давление обусловлено диффузным излучением, т. е. связано с образованием эмиссионной линии. Отрицательной она становится тогда, когда преобладает световое давление, производимое прямым излучением от центрального источника, т. е. при образовании линии поглощения.

Согласно разделу 4, характерный размер зоны эффективного обмена угловым моментом между излучением и веществом (совпадающий по порядку величины с размером зоны твердотельного вращения) равен минимальному из двух характерных размеров: радиусу зоны непрозрачности в спектральных линиях, или характерному расстоянию, на котором плотность излучения в спектральных линиях в расчете на интервал частот, равный полуширине профиля коэффициента поглощения, меньше плотности кинетической энергии газа, обусловленной крупномасштабными движениями.

Как известно, наличие оптически толстых спектральных линий, а также высокая плотность излучения в сочетании с низкой плотностью вещества характерны для ядерных областей галактик и квазаров. Имеются также указания на присутствие в ядрах активных галактик наряду с радиальными движениями вращения (см., например, К. Андерсон [16]). В случае квазаров вращение хотя и не наблюдается непосредственно (из-за малых угловых размеров), тем не менее вытекает из моделей, предлагаемых для объяснения феномена их существования (см. обзор В. Л. Гинзбурга и Л. М. Озерного [17]). С учетом сказанного существование «затравочного» вращения газа в этих объектах выглядит вполне естественно. Перечисленные выше факты дают основания предполагать, что заметную роль в создании углового момента ядерных областей галактик играет тангенциальное световое давление в резонансных линиях.

Подробное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи и будет дано в одной из следующих работ.

Выражаю искреннюю благодарность А. Б. Северному за ценную дискуссию.

Крымская астрофизическая
обсерватория

## THE RADIATIVE PRESSURE IN THE SPECTRAL LINES IN ENVELOPES WITH AXIAL-SYMMETRICAL MOTIONS. I. THE KINEMATICS WITH THE LOCAL RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

The radiative pressure produced by radiation in the spectral lines in the gas system with supersonic axial-symmetrical motions and local radiative coupling are considered. It is shown that the differential rotation leads to asymmetry of the angular distribution of the optical thickness of the system in the spectral lines and as a result to the appearence of the tangential component of the radiative pressure. At the interaction of radiation with the gas the latter receives some angular momentum. The corresponding increase of the angular momentum with opposite sign is transfered to the radiation and is carried out of the system. Thus by the transition of the part of the inner energy of the system to the radiation in the spectral lines its rotation depending on the conditions (specifically for the signum of the gradient of the source function) will be intensified or fade.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Jonson*, M. N., 85, 25, 1925.
2. *B. P. Gerasimovic*, M. N., 94, 737, 1934.
3. *С. Б. Пикельнер*, Астрон. ж., 24, 3, 1947.
4. *L. B. Lucy, P. M. Solomon*, Ap. J., 159, 879, 1970.
5. *R. E. Mushotzky, P. M. Solomon, P. A. Strittmatter*, Ap. J., 147, 7, 1972.

6. *C. B. Tarter, C. F. Mc Kee*, Ap. J., 186, L 63, 1973.
7. *R. Opher*, Ap. J., 187, 5, 1974.
8. *R. Weyman*, Comm. Astrophys. Space Phys., 5, 139, 1973.
9. *R. Kippenhahn, J. J. Perry, H.-J. Röser*, Astron. Astrophys., 34, 211, 1974.
10. *R. Kippenhahn, L. Mestel, I. J. Perry*, Astron. Astrophys., 44, 123, 1975.
11. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 84, 694, 1957.
12. *J. I. Castor*, M. N., 169, 279, 1974.
13. *В. П. Гринин*, Астрофизика, 14, 201, 1978.
14. *В. П. Гринин*, Изв. Крымской обс., 54, 176, 1976.
15. *J. H. Jeans*, Astronomy and Cosmogony, Cambridge University Press, 1929.
16. *K. A. Anderson*, Ap. J., 182, 369, 1973.
17. *V. L. Ginzburg, L. M. Ozernoj*, Astrophys. Space Sci., 48, 402, 1977.