# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.872

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В СРЕДЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧ-НЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. II. ГАЗОПЫЛЕВЫЕ СИСТЕМЫ С ЛОКАЛЬНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

## В. П. ГРИНИН

Поступила 9 апреля 1979

Показано, что световое давление, производимое излучением в резонансных миниях на частицы пыли или свободные электроны в среде со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движекиями, является самым эффективным (в расчете на единичную плотность излучения) механизмом передачи углового момента от излучения к веществу. К. п. д. этого процесса  $q_n$  зависит от оптической толщины системы по пыли и максимален при  $\pi_n \sim 1$ . При этом в оптически тонких системах тангенциальное давление на пыль всегда совпадает с направлением вращения системы. Получены критерии эффективности светового давления и рассмотрена его роль в создании углового момента в условиях ядер активных галактик и квазаров.

Введение. В предыдущей работе [1] было показано, что в газовых оболочках с дифференциальным вращением и расширением световое давление, производимое излучением в резонансных линиях на поглощающие атомы, способно изменять скорость вращения газа. Эта важная функция излучения связана с наличием асимметрии углового распределения оптической толщины газа в спектральной линии  $\pi_{\alpha}(r, \theta)$  по отношению к ра-

диус-вектору r, обусловленной дифференциальным вращением системы. В этих условиях естественно ожидать существования тангенциальной (трансверсальной) составляющей потока излучения в спектральной линии. Поэтому, если в газовой системе содержится некоторая примесь пылевых частиц (или свободных электронов), то под действием этой составляющей они также будут испытывать ускорение в тангенциальном направлении.

## В. Л. ГРИНИН

Ниже рассматривается световое давление, производимое излучением в спектральных линиях на пыль в плоских газопылевых системах со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движениями. Предполагается, что при взаимодействии фотона с пылевой частицей происходит истинное поглощение. Как и в работе [1], рассматриваются кинематики с локальным раднационным взаимодействием в спектральных линиях.

1. Радиальная и тангенциальная составляющие потока излучения в спектральных линиях. Для нахождения составлющих  $F_r$  и  $F_{\theta}$  потока излучения рассмотрим в сопутствующей системе координат единичную площадку, нормаль к которой ориентирована соответственно в радиальном и тангенциальном изправлениях. По определению

$$F_{\mathfrak{r}}(r) = \Delta v_D \int_{0}^{2\pi} \cos \theta \, d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) \, dx,$$

$$F_{\theta}(r) = \Delta v_D \int_{0}^{2\pi} \sin \theta \, d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) \, dx.$$
(1)

Эдесь  $\theta$  — угол между некоторым произвольным направлением в точке r в плоскости движений и радиус-вектором r, отсчитываемый в направлении вращения системы:  $l(r, \theta, x)$  — интенсивность излучения в спектральной линии в точке r в направлении  $\theta$ , рассчитанная на единичный интервал безразмерной частоты ( $x = \Delta v / \Delta v_D$ , где  $\Delta v_D$  — доплеровская полуширина, обусловленная тепловыми движениями). Заметим, что переход от (1) к соответствующим выражениям для трехмерной среды приводит к появлению в окончательных формулах несущественного множителя, близкого к единице.

Так как частицы поглощают излучение в пределах линии неселективно, то компоненты светового давления, действующего на пыль, связаны с соответствующими компонентами потока излучения простыми соотношениями:

$$p_{r}(r) = (\sigma_{n}/c) N F_{r}(r); \quad p_{h}(r) = (\sigma_{n}/c) N_{n} F_{\theta}(r),$$
 (2)

где N<sub>n</sub> — концентрация частиц в 1 см<sup>3</sup>, <sup>д</sup>n — сечение поглощения излучения одной частицей.

В приближении полного перераспределения по частоте интегральная интенсивность излучения в (1) может быть представлена в виде:

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) dx = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_n(r, \theta, p)} \frac{dp}{l_a(r')} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} a(x') e^{-\tau_a(r', \theta', x')} dx.$$
(3)

Эдесь  $S - \phi$ ункция источников для рассматриваемой спектральной линии:  $x' = x + v_p(r', r, \theta) - частота$  излучающего атома в точке r' в системе координат, связанной с точкой r (см. рис. 1);  $z_a(r, \theta, x) -$ эффективная оптическая толщина оболочки в точке r в направлении  $\theta$ 



Рис. 1.

в частоте x, x (x) — профиль коэффициента поглощения. При наличии локального радиационного взаимодействия [2]

$$\tau_a(r, \theta, x) = \int_{0}^{\infty} \alpha(y) \, dy/l_a(r) + (\theta, r), \qquad (4)$$

гле  $l_a$  — взвешенная по профилю коэффициента поглощения средняя длина свободного пробега кванта, обусловленная поглощением атомами газа,  $\psi(\theta, r)$  — градиент безразмерной скорости дифференциальных движений в сопутствующей системе координат в точке r в направлении  $\theta$ :

$$\psi(\theta, r) = \frac{dv_{+}}{dp} = \xi_1(r)\cos^2\theta + \frac{v_{-}}{r} + \xi_2(r)\sin\theta\cos\theta, \qquad (5)$$

$$\xi_1 = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \quad \xi_2 = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}, \quad (6)$$

и и v — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты скорости, выраженные в единицах тепловой скорости v<sub>i</sub>.

$$\tau_n(r, \theta, p) = \int_0^p \frac{dp'}{l_n(r'')}$$
(7)

— опгическое расстояние в частотах спектральной линии между точками  $\vec{r}$  и  $\vec{r'}$ , обусловленное поглошением пылевыми частицами;  $l_n = 1/\mathfrak{z}_n \mathcal{N}_n$  соответствующая длина свободного пробега кванта;  $r'' = (r^2 + p'^2 - 2p'r\cos\theta)^{1/2}$ . Верхний предел интегрирования в (3) определяется из выражения:  $R^2 = r^2 + p_0^2 - 2p_0r\cos\theta$ .

Выполняя во втором интеграле в (3) замену  $x \rightarrow x'$ , после интегрирования по частоте получаем:

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_p(r, \theta, p)} \psi(\theta, r) \left[ 1 - e^{-\tau_a(r', \theta')} \right] dp.$$
(8)

Здесь (r,  $\theta$ ) =  $1/l_u(r) \psi(\theta, r)$  — оптическая толщина системы в спектральной линии; переменные r', p,  $\theta'$  и  $\theta$  связаны между собой соотношениями (см. рис. 1):  $r' = r^2 + p^2 - 2pr\cos\theta$ ;  $\sin\theta' = (r/r')\sin\theta = (r/p)\sin\alpha$ .

Если подставить (8) в (1), то нетрудно убедиться, что в предельном случае:  $\tau_a(r, \theta) \rightarrow 0$  — тангенциальное давление на пыль (так же, как и на газ [1]) равно нулю. Поэтому ниже мы ограничимся рассмотрением наиболее интересного с точки эрения приложений случая, когда  $\tau_a(r, \theta) \gg 1$ . При этом под значением R будем понимать радиус зоны непрозрачности газопылевой системы, обусловленной поглощением атомами газа.

Согласно (8) в этом случае

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_n(r, \theta, p)} \psi(\theta', r') dp.$$
(9)

Приведенные выше соотношения позволяют определить радиальную и тангенциальную составляющие потока излучения, а следовательно, и соответствующие компоненты светового давления, действующего на пыль в газопылевых системах с локальным радиационным взаимодействием, то есть, в системах, компоненты скорости которых удовлетворяют неравенству [2]: 4(v/r)(dv/dr) > 1.

2. Световое давление в оптически тонких по пыли газопылевых системах. Пусть вначале оптическая толщина системы по пыли много меньше

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. 11

единицы:  $r/l_n(r) \ll 1$ ,  $\exp(-\tau_n) \simeq 1$ . Подставляя (9) в (1) и переходя в полученных выражениях от переменных f и  $p \kappa \alpha$  и r, после интегрирования по  $\alpha$  получаем:

$$F_{r}(r) = \Delta v_{D} \frac{\pi}{r} \int_{0}^{R} S(r') \left(\frac{dv}{dr'} + \frac{v}{r'}\right) r' dr',$$

$$F_{0}(r) = -\Delta v_{D} \pi r \int_{0}^{R} S(r') \left(\frac{du}{dr'} - \frac{u}{r'}\right) \frac{dr'}{r'}.$$
(10)

Поскольку рассматриваются кинематики с локальным радиационным взаимодействием (dv/dr > 0), то согласно первому из выражений (10) радиальная составляющая потока  $F_r$ , а следовательно, и соответствующая компонента светового давления всегда положительны и независимо от знака градиента функции источников направлены от центра системы к периферии.

Так как далее  $\xi_2 < 0$  (рост угловой скорости с расстоянием r не может происходить быстрее, чем при твердотельном вращении), то вихревая компонента потока также всегда положительна. Это означает, что в оптически тонких по пыли газопылевых системах тангенциальное давление на частицы пыли направлено всегда в сторону вращения.

Эта однозначность радикально отличается от той ситуации, которая имеет место в случае давления на газовую подсистему. Как показано в [1], направление светового давления на газ зависит от знака градиента функции источников; например, направление тангенциального давления совпадает с направлением вращения системы — при dS/dr < 0 и противоположно ему — при dS/dr > 0. Другое важное отличие состоит в том, что световое давление на пыль отлично от нуля при S(r) = const:

$$\{F_r(r) = \pi \Delta v_D S v(r), \{F_{\theta}(r) = \pi \Delta v_D S u(r) [1 - (r/R) (u(R)/u(r))],$$
 (11)

тогда как давление на атомы в этом случае равно нулю [1]. Оба эти отличия обусловлены различным характером взаимодействия излучения в спектральной линии с газом и пылью.

3. Световое давление в оптически толстых по пыли газопылевых системах. Считая по-прежнему  $\tau_a(r, \theta) \gg 1$ , ограничимся рассмотрением ситуации, когда средняя длина свободного пробега излучения в частотах линии обусловлена поглощением атомами газа:  $\overline{l_a} \ll l_n \ll R$  (в этом случае наличие пыли в системе не влияет на функцию источников и на световое давление, действующее на газ).

## В. П. ГРИНИН

Очевидно, что при  $l_n/r \ll 1$  отношение p/r можно рассматривать как малый параметр задачи. Представляя в (7) и (9) длину свободного пробега  $l_n(r^*)$ , функцию источников S(r') и градиент скорости  $(\theta', r')$  в виде ряда по этому параметру, получим разложение интенсивности  $l(r, \theta)$  по степеням p/r. Подставляя его далее в (1) и сохраняя после интегрирования по  $\theta$  первые ненулевые члены, после несложных преобразований получаем:

$$\begin{aligned} F_r(r) &= -\frac{\pi}{4} \Delta v_D \frac{l_n}{r^2} \left\{ 3 \frac{d}{dr} \left| r^{-1/3} l_n S \frac{d}{dr} (r^{1/3} v) \right| + 2l_n S \frac{\xi_1}{r} \right\}, \\ F_q(r) &= -\frac{\pi}{4} \Delta v_D \frac{l_n}{r^2} \left| \frac{d}{dr} (r^2 l_n S \xi_2) \right|. \end{aligned}$$
(12)

Для анализа этих соотношений рассмотрим поле скоростей вида:  $v(r) = v_0 r^{i_v}, u(r) = u_0 r^{i_u}$  и примем, что  $l_u(r) = (l_u)_0 r^{i_l}$  и  $S(r) = S_0 r^{i_s}$ . В этом случае согласно (13):

$$|F_{\mathfrak{s}}(r) = (\pi/4) a_{\mathfrak{s}} \Delta_{\mathcal{V}_{D}}(l_{\mathfrak{n}}/r)^{2} S(r) v(r),$$

$$F_{\mathfrak{s}}(r) = (\pi/4) a_{\mathfrak{s}} \Delta_{\mathcal{V}_{D}}(l_{\mathfrak{n}}/r)^{2} S(r) u(r),$$
(13)

где

$$\begin{cases} a_r = 3 + \gamma_v - (3\gamma_v + 1) (\gamma_v + \gamma_l + \gamma_s), \\ a_q = (1 - \gamma_u) (1 + \gamma_u + \gamma_l + \gamma_s). \end{cases}$$
(14)

Из (2) и (13) с учетом результатов раздела 2 следует, что с повышением конценграции пыли световое давление на пыль сначала растет пропорционально  $N_n$ . Когда оптическая толщина системы по пыли становится порядка единицы ( $l_n/r \sim 1$ ), рост давления прекращается, и при дальнейшем увеличении концентрации пыли обе компоненты давления уменьшаются пропорционально  $N_n^{-1}$ . Таким образом, световое давление на пыль действует с максимальной эффективностью при  $\tau_n \sim 1$ .

Далее, из (13) и (14) следует, что при  $\gamma_l = \gamma_s = 0$  раднальное давление направлено наружу при  $\gamma_v < 1$  и внутрь — при  $\gamma_v > 1$ . Случай свободного разлета ( $\gamma_v = 1$ ) является, таким образом, выделенным состоянием, при котором раднальное давление на пыль равно нулю. В общем случае, когда градиент функции источников отличен от нуля, связанная с ним составляющая радиального давления направлена наружу при  $\gamma_s < 0$  и внутрь — при  $\gamma_s > 0$ .

Согласно второй паре соотношений (13) и (14) при  $\gamma_l = \gamma_s = 0$  состояние с  $p_0^n = 0$  осуществляется при  $\gamma_u = \pm 1$ . Первое из этих двух значений ( $\gamma_u = 1$ ) соответствует твердотельному вращению, второе —

вращению с сохранением углового момента. В промежуточной области  $(|\gamma_u| < 1) p_0^n > 0$ . Следовательно, при наличии высокой плотности излучения из двух возможных состояний с нулевым тангенциальным давлением устойчивым является лишь состояние твердотельного вращения и именно к нему будет стремиться система под действием светового давления.

При  $\gamma_s \neq 0$  и  $\gamma_l \neq 0$  обусловленное градиентом функции источкиков дополнительное тангенциальное давление на пыль совпадает с направлением вращения при  $\gamma_s > 0$  и направлено против вращения при  $\gamma_s < 0$ . При этом в последнем случае при  $\gamma_s > -\gamma_l$  устойчивым состоянием с нулевым тангенциальным давлением, по-прежнему, является твердотельное вращение.

4. Соотношение между световым давлением на газ и пыль. Как видно из вышеизложенного, световое давление на пылевую и газовую подсистемы в ряде случаев действует в противоположных направлениях. Поэтому от соотношения между ними зависит не только величина, но и знак результирующего давления. Для выяснения этого вопроса предположим, как и в разделе 3. что величины и, v, l<sub>n</sub> и S меняются с расстоянием по степенному закону и ограничимся рассмотрением тангенциальной компоненты давления.

Пусть вначале то 1. Согласно (2) и (10) тангенциальное давление на 1 см<sup>3</sup> пылевых частиц равно:

$$p_{\theta}^{n}(r) = \pi \left( \Delta v_{D} | c \right) b_{\theta} l_{n}^{-1} S(r) u(r) \left[ 1 - (r/R)^{2} \right], \qquad (15)$$

rge  $\alpha = 1 - \gamma_s - \gamma_a; \ b_0 = (1 - \gamma_a)(\gamma_a + \gamma_s - 1).$ 

Согласно формулам (20) и (21) работы [1] тангенциальное давление на 1 см<sup>3</sup> газа определяется выражением:

$$p_{g}^{r}(r) = -(8/3) \left( \Delta v_{D}/c \right) \gamma_{s} r^{-1} S(r) f(r), \qquad (16)$$

где  $f(r) - \phi_{axtop}$  анизотропии углового распределения оптической толщины  $\tau_a(r, \theta)$ :  $f(r) \sim u/v$ . Комбинируя (15) и (16), получаем:

$$|p_{\theta}^{n}(r)/p_{\theta}^{r}(r)| = (8/3) |b_{\theta}/\gamma_{s}|(r/l_{n}) v(r)|1 - (r/R)^{\alpha}|.$$
(17)

Допустим, что парциальная плотность пыли в системе постоянна. В этом случае со: ласно уравнению неразрывности  $(r/l_n)v(r) = \text{const} = C_1$ и если  $\alpha > 0$ , го во внутренних частях системы отношение

$$|p_{\theta}^{n}(r)/p^{r}(r)| \sim (r/l_{n}) v(r) = C_{1}$$
(18)

постоянно. Поскольку рассматриваются сверхзвуковые движения
 9—1325

( $u \gg 1$ ), то при не слишком больших длинах свободного пробега кванта величина  $C_1 \gg 1$ , и почти на всем протяжении системы презбладает давление, действующее на пыль. Если  $\alpha < 0$ , то в правой части (18) будет стоять произведение  $C_1 (r/R)^{\alpha}$ , что лишь усилит это неравенство. Согласно (13) и (16) при  $\tau_n \gg 1$ 

$$|p_{\mathfrak{g}}^{\mathfrak{n}}(r)/p_{\mathfrak{g}}^{\mathfrak{r}}(r)| = (3\pi/32) |a_{\mathfrak{g}}/\gamma_{\mathfrak{g}}| (l_{\mathfrak{n}}/r) u(r)/f(r) \sim C_{\mathfrak{l}}^{-1} v^{2}(r).$$
(19)

Так как по условию r > 0, то согласно (19) в оптически толстых по пыли газопылевых системах возможны два случая: а) на всем протяжении системы преобладает давление, действующее на газовую подсистему: 6) существует некоторое характерное расстояние  $r_0$ , такое, что при  $r < r_0$  преобладает давление на газ, при  $r > r_0$  — давление на пылевые частицы.

Таким образом, в зависимости от значения средней длины свободного пробега фогона в частотах спектральной линии, обусловленной логлощением пылевыми частицами, возможны различные соотношения между световым давлением, действующим на пыль и газ. Существенно, что в целом ряде случаев, несмотря на большие различия в концентрациях ( $\rho_n \ll \rho_r$ ), результирующее давление на единичный объем газопылевой смеси обусловлено давлением, действующим на пыль. Например, согласно (19) при  $l_n \sim r$  отношение  $p_n^n/p_6 \sim v$ , т. е по порядку величины равно числу Маха, которое при сверхзвуковых движениях существенно больше единицы. Столь большие различия в эффективности ускорения пыли и газа световым давлением в спектральных линиях обусловлены, как мы увидим ниже, неселективным характером поглощения излучения (в частотах линии) пылевыми частицами.

5. Эффективность ускорения вещества световым давлением, действующим на пыль. Для выяснения этого вопроса рассмотрим уразнения движения плоской газопылевой системы под действием силы гравитации и светового давления, сосредоточив основное внимание на изменение тангенциальной скорости u (r). В цилиндрической системе координат угазанные уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u^2}{r} = \frac{1}{\rho} p_r^n - g, \qquad (20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) = \frac{1}{\rho} p_{\theta}^{n}.$$
 (21)

Здесь  $\rho$  — плотность вещества:  $\rho = \rho_n + \rho_p$ ; g — ускорение силы тяжести; компоненты скорости u и v выражены в обычных единицах.

С учетом результатов разделов 2 и 3 выражение для тангенциального давления на пыль можно представить следующим образом:

$$p_{b}^{m}(r) = A(r) u(r) \begin{cases} [1 - (r/R)'] \text{ при } l_{n} \gg r \\ 1 & \text{при } l_{n} \ll r, \end{cases}$$
(22)

где

$$A(r) = (\nu/c^2) q_n(r) r^{-1} S(r), \qquad (23)$$

$$q_n(r) = \begin{cases} \pi (r/l_n) & \text{при } l_n \gg r \\ (\pi/4) \alpha_h(l_n/r) & \text{при } l_n \ll r. \end{cases}$$
(24)

Из уравнения (21) с учетом (22) и (23) следует, что тангенциальное давление на пыль становится существенным динамическим фактором, если характерное время изменения углового момента сравнимо с характерным временем расширения системы, т. е. если  $r/v \sim \rho/A$ . Принимая во внимание (23), последнее равенство можно переписать в виде:

$$q_n \left( \Delta \nu/c \right) S \sim \rho v^2/2, \tag{25}$$

где  $\Delta v = v (v/c)$  — ширина спектральной линии, обусловленная дифференциальными движениями. В правой части (25) стоит плотность кинетической энергии вещества  $E_k$ . В левой — произведение плотности излучения в спектральной линии  $E_u = (\Delta v/c) S$  — на безразмерный множитель  $q_n$ , представляющий собой к. п. д. переработки лучистой энергии в направленный импульс. Особенность полученного соотношения состоит в том, что оно не зависит от тангенциальной скорости. Это обстоятельство обусловлено типом рассматриваемых здесь кинематик с локальным радиационным взаимодействием (т. е. кинематик с преобладающими радиальными движениями). Конкретно оно связано с тем, что в этом случае тангенциальное давление пропорционально скорости вращения.

Как показано в [1], соотношение, аналогичное (26), характеризует эффективность светового давления, действующего на газ, с той лишь разницей, что к. п. д. этого процесса  $q_r = \Delta v_0/\Delta v$  — характеризует «полезную» часть излучения, падающего на элементарный объем, которую способны поглощать находящиеся в нем атомы. С учетом (24) в оптимальном варианте светового давления на пыль ( $l_n \sim r$ ) отношение  $q_n/q_r \sim \sim v \gg 1$ . Таким образом, как и в предыдущем разделе, мы приходим к выводу, что отношение  $p_0^n/p_0^r$  по порядку величины равно числу Маха. Из вышеизложенного видно, что более высокая эффективность светового давления на пыль по сравнению с давлением на атомы обусловлена более высоким к. п. д. переработки лучистой энергии в направленный импульс, связанным с неселективным характером поглощения пылью излучечия в спектральной линии.

#### В. П. ГРИНИН

На практике вместо (25) удобнее использовать соотношение, связывающее интегральные характеристики системы. Для получения порядковых оценок соотношение  $t_P = R/v \sim v/A$  перепишем следующим образом:

$$Mu - = jq_{\mu}t_{\mu}(L/c). \tag{26}$$

Здесь  $L \sim Rh\Delta vS$  — светимость газопылевой системы в спектральной линии, где h — геометрическая толщина системы;  $M \sim \pi R^{2} \rho h$  — ее масса, коэффициент  $j \sim u/v$ . Заметим, что в оптически толстых по пыли системах их светимость в спектральной линии ослаблена по сравнешию с оптически тонким случаем примерно в  $R/l_n$  раз. Поэтому при  $\tau_n \gg 1$  значение  $q_n$  в выражении (26) необходимо принять равным единице.

Физический смысл соотношения (26) весьма прост: оно связивает приращение тангенциальной составляющей количества движения системы с количеством движения, теряемым системой за время  $t_p$  в виде излучения в спектральной линки. При этом множитель  $q_n$  учитывает ту часть направленного импульса, которая передается веществу световым давлением, множитель j учитывает проекцию этого импульса на тангенциальное направление.

Итак, если светимость системы в спектральной линии достаточно высока, ее «затравочное» вращение может эффективно усиливаться световым давлением. Проиллюстрируем это на следующем простом примере Рассмотрим оптически тонкую по пыли систему, в которой функция источников и парциальная плотность пыли не зависит от r. (В этом случае отношение A(r)/p(r) = const). Предположим далее, что в результате созместного действия гравитации и светового давления радиальная скорость медленно растет с удалением от центра (последнее предположение, обеспечивая локальность радиационного взаимодействия ( $\gamma_v > 0$ ), позволяет, вместе с тем, пренебречь изменением v(r) в (21)). С учетом этого решение уравнения (21) в режиме установившегося движения имеет вид:

$$u(r) = \frac{u_0}{r} \left[ 1 + kr + \frac{(kr)^2}{2} - (1 + kR) e^{-k(R-r)} \right], \quad (27)$$

где введено обозначение:  $k = A/\rho v$ .

Из (27) следует, что существует характерное расстояние  $r_k = k^{-1}$ , на котором зависимость угловой скорости от r претерпевает качественное изменение. При  $r \ll r_k$  вращение системы происходит с сохранением углового момента:  $u(r) \sim r^{-1}$ . При  $r \gg r_k$  оно близко к твердотельному вплоть до расстояния R, на котором оптическая толщина системы в спектральной линии становится меньше единицы. Начиная с этого расстояния, вращение системы будет вновь происходить с сохранением углового момента. Таким образом, на вопрос — что является источником вращения газопылевой системы в области  $r > r_{\rm s}$ , мы можем дать простой, хотя и несколько необычный ответ: «резервуаром», питающим вращение системы, являются внутренние источники возбуждения в спектральной линии, го есть, элементарные процессы типа электронных ударов, рекомбинаций и т. д. Другими словами, вращение системы в этой области осуществляется за счет перехода тепловой энергии системы в излучение в спектральных линиях, часть которого при взаимодействии с пылью превращается в направленный импульс. При этом в соответствии с критерием (25) харакгерный радиус  $r_k$  указывает расстояние, начиная с которого  $q_n E_{\rm s} > E_{\rm s}$ .

6. Световос давление в спектральных линиях и радиационная вязкость. Как впервые показал Джинс [3], в системах, обладающих дифференциальным вращением и непрозрачных для излучения в континууме, производимое им световое давление создает вязкую силу  $(f_0)_{ps} = \eta_r \Delta u \sim$  $\sim \eta_r u/r^2$ . Здесь  $\eta_r -$ радиационная вязкость:

$$q_r = (4/15) \rho_{\text{ROHT}} l/c,$$
 (28)

где  $\rho_{\text{конт.}}$  и l-плотность излучения и длина свободного пробега кванта в непрерывном спектре ( $l \ll r$ ).

Сравним действие радиационной вязкости с действием тангенциального давления, производимого излучением в спектральных линиях на пыль. Пусть для определенности  $l_n \ll r$ . Согласно (2) и (13) в этом случае сила светового давления может быть представлена в виде:  $(f_{\theta})_{c\partial} = (3/8) a_{\theta} r^{-1} (u/v)_{i'cn}$ . Здесь  $\rho_{cn, x_i} = n$ лотность излучения в спектральной линии в точке  $r: c_{cn, x_i} = (\Delta v/c) S$ , где  $\Delta v = \langle dv_{-}/dp \rangle l_n (v/c);$ 

$$\langle dv_{\vec{p}}/dp \rangle = v_t^{-1} \int_{0}^{2\pi} \phi(\theta, r) d\theta = \pi (dv/dr) \sim \pi (v/r)$$
. Сравнивая между со-

бой эти силы, получаем:

$$(f_{\theta})_{\rho s}/(f_{\theta})_{c\partial} \simeq (l/r) (v/c) (\rho_{\text{KONT}}/\rho_{\text{cn. A}}).$$
<sup>(29)</sup>

Таким образом, в пересчете на единичную плотность излучения к. п. д. радиационной вязкости в (l/r)(v/c) раз меньше к. п. д. светового давления в спектральной линии, действующего на пылевые частицы. Столь низкая эффективность радиационной вязкости объясняется тем, что обусловленное ею тангенциальное давление на газ создается вследствие изменения температуры равновесного излучения на величину  $\delta T$  из-за доплеровского смещения частоты излучения. Так как  $\delta T/T \sim \Delta v/c \sim u/v$ , то за исключением релятивистских движений подавляющая часть равновесного излучения не принимает участия в создании тангенциального давления. В случае же спектральной линии эта «бесполезная» часть излучения сведена к минимуму и составляет величину порядка (1 - u/v) полной энергии.

Другое важное отличие заключается в том, что радиационная вязкость, выравнивая дифференциальное вращение системы, в целом замедляет его [3]. В то же врсмя, как было показано в разделах 2 и 3, под действием светового давления в спектральных линиях вращение системы может как усиливаться, так и затухать. Иными словами, если ввести радиационную вязкость, обусловленную взаимодействием излучения в спектральной линии с частицами пыли, то она может быть как положительной, так и отрицательной.

7. Процесс диффузии пыли сквозь газ. Одним из наиболее необычных свойств раднационной вязкости, возникающей при взаимодействии излучения в спектральной линии с веществом, является то обстоятельство, что ее знак зависит от типа взаимодействия (резонансное, неселективное) и при определенных условиях тангенциальное давление на пыль и газ могут быть противоположными по направлению. Это означает, что при совместном вращении газовая и пылевая подсистемы будут иметь несколько отличные скоросги вращения, то есть, будет происходить диффузия одной подсистемы относительно другой. Оценим скорость диффузии. Для этого достаточно приравнять минимальное из двух давлений  $p_0^n$  и  $p_0^r$  силе трения. Допустим, что  $p_0^r < p_0^n$ . Тогда из уравнения  $p_0^r/N_a = F_{\tau p} = mu_d^2 \mathfrak{I}_n N_n$ , где m приведенная масса ( $m \simeq m_n$ ),  $N_a$  — концентрация атомов,  $u_d = u_n - u_r$  — скорость диффузии, и выражения (16) для  $p_0^r$  следует:

$$u_{J} = [(8/3) | \gamma_{c} | (\Delta v_{D}/c) l_{u} f S/(r)]^{1/2}.$$
 (30)

Принимая во внимание, что  $f(r) \sim u/v$  и используя обозначения раздела 5, формулу (30) можно переписать в виде:

$$u_{d} = \left[ (2\pi/3) |_{1,s} \right] uvq_{r} \left( E_{\kappa}/E_{\kappa} \right) \left( l_{\pi}/r \right) \right]^{1/2}.$$
(31)

Отсюда следует, что скорость диффузии пыли сквозь газ можег достигать довольно больших значений даже в тех случаях, когда световое давление на пыль не способно оказывать заметного влияния на динлмику системы. Например, при  $E_{\rm s}/E_{\rm s} \sim 10^{-2}$ ,  $q_{\rm s} \sim 10^{-1}$ ,  $l_{\rm u}/r \sim 10^{-1}$  значение  $u_d \sim 10^{-2} (uv)^{1/2}$ . Полагая  $u \sim v \sim 10^2$  км/с, получаем:  $u_d \sim 1$  км/с.

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. 11

Отметим три возможных следствия, связанных с процессом диффузии. 1) В результате трения при столкновении атомов с частицами пыли часть кинетической энергии их относительного движения будет переходить в тепло и, следовательно, этот процесс может играть определенную роль в тепловом балансе газопылевой системы. 2) При наличии в ней первичных неоднородностей может произойти их последующая стратификация на неоднородности, состоящей преимущественно из пыли и преимущественно из газа. Характерное время этого процесса порядка  $L/a_d$ , где L — характерный размер первичной неоднородности. 3) Как покизали Долгинов и Митрофанов [4], при движении пыли сквозь газ в присутстви: магнитного поля происходит динамическая ориентации пылинок, в результате чего среда становится оптически анизотропной. Излучение, проходящее через такую систему, будет обладать поляризационными свойствами.

8. Радиационная вязкость в линии L<sub>1</sub> в условиях ядер сейфертовских галактик и квазаров. Как уже отмечалось ранее в [1], объектами, где радгационная вязкость, производимая излучением в резонансных линиях, может оказаться существенным динамическим фактором, являются оболочки ядер сейфертовских галактик и квазаров. Светимость этих объектов в резонансных линиях в ряде случаев достигает огромных значений. Например, по данным Гринстейна и Шмидта [5] светимость квазара 3С 273 в одной только линии H<sub>2</sub> составляет 8.8 · 10<sup>43</sup> эрг/с. С учетом отношения  $I_{L_4}/I_{H_4} \sim 4$ , полученного для этого квазара в работе Дэвидсена и др. [6], его светимость в линии L порядка 3 · 10<sup>41</sup> эрг/с. Это обстоятельство в сочетании с низкой плотностью вещества в оболочках ядер, а также с предполагаемым наличием там пыли (в тех случаях, когда пыль отсутствует, тангенциальное световое давление может быть связано с рассеянием на свободных электронах) делает такое предположение довольно правдоподобным.

Для оценки эффективности тангенциального светового давления в линии  $L_a$  на пыль рассмотрим отдельно области образования ширэках крыльев разреченных линий и области образования их центральных пиков, а также запрещенных линий. Как показывают наблюдения (Дибай и Проник [7]. Андерсон [8]), указанные области существенно отличаются характерными размерами, плотностью газа и кинематическими харахтерами. В области образования широких крыльев ( $r \sim 1 - 10$  пс) газ движется со скоростями порядка нескольких тысяч километров в секунду. Характерное время расширения здесь мало, и оценки по формуле (26) показывают, что за это время изменение тангенциальной скорости оказывается незначительным.

#### В. П. ГРИНИН

В области образования центральных пиков линий ( $r \sim 100$  пс) скорости радиальных движений примерно на порядок меньше и, хотя светимости газа в этой области составляют в среднем 0.1-0.2 полной светимости в линии, влияние тангенциального светового давления на пыль здесь оказывается более существенным. Принимая в (26) значения  $v \sim 200$  км/с,  $r \sim 100$  пс и  $q_n \sim 1$ , получаем соотношение, связывающее массу газа, приобретающего в результате светового давления скорость вращения  $u \sim 100$  км/с, с его светимостью в линии  $L_a$ :

$$(M/M_{\odot}) \sim 1.5 \cdot 10^{-4} (L/L_{\odot}).$$
 (32)

Если подставить сюда светимость в линии  $L_x: L \sim 3 \cdot 10^{43}$  эрг/с, характерную для 3С 273, то получим  $M \sim 10^6 M_{\odot}$ , что примерно соответствует массе излучающего газа (6 · 10<sup>5</sup>  $M_{\odot}$ ) по данным [5].

В случае сейфертовских галактик ожидаемые светимости в линии  $L_a$  примерно на 2—3 порядка ниже (если, как и в случае 3С 273, принять отношение  $I_{L_a}/I_{H_a} \sim 4:1$ ), однако и массы эмиссионных областей также значительно меньше [7, 8]. Поэтому радиационная вязкость в линии  $L_a$  и в этих условиях может быть существенным динамическим фактором.

9. Заключение. Резюмируя содержание работы, отметим следующее: 1) Одним из наиболее важных свойств светового давления, производимого излучением в резонансных линиях на пыль. является его способность усиливать «затравочное» вращение системы, т. е., превращать тепловую энергию в энергию вращения. 2) Эффективность этого механизма зависит от соотношения между плотностью лучистой энергии в спектральной линии и плотностью кинетической энергии вещества, а также от к.п.д. переработки лучистой энергии в направленный импульс 9. 3) Энак радиационной вязкости, обусловленной излучением в спектральных линиях, зазисит от типа взаимодействия излучения с веществом (резонансное, неселективное). В результате, в процессе совместного вращения может иметь место диффузия пылевой подсистемы относительно газовой. 4) Световое давление в спектральных линиях на пыль является самым эффективным способом передачи углового момента от излучения к веществу. 5) Следствием этого может быть замстное воздействие светового давления к резонансных линиях на вращение эмиссионных областей сейфертовских галактик и квазаров.

В заключение еще раз подчеркнем, что все выводы работы остаются в силе, если вместо пыли рассматриваются свободные электроны. В этом случае в полученных выше формулах необходимо сделать замену:  $N_n \rightarrow N_e, \ l_n \rightarrow l_r, \ J_n \rightarrow J_r, \ где \ J_r - сечение томсоновского рассеяния.$ 

Крымская астрофизическая обсерватория

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. II

## THE RADIATION PRESSURE IN SPECTRAL LINES IN THE MEDIUM WITH SUPERSONIC AXIAL-SYMMETRIC MOTIONS. II. SYSTEMS OF GAS AND DUST WITH LOCAL RADIATIVE COUPLING

## V. P. GRININ

It is shown that the radiation pressure in resonance lines acting on dust particles or free electrons in the medium with supersonic axialsymmetric motions is the most effective way of angular momentum transmission (for the unit radiation density) from the radiation to the matter. The efficiency of the directed momentum transmission from the radiation to the matter depends upon the optical depth  $\tau_n$  of the dust subsystem and is maximum when  $\tau_{\rm m} \sim 1$ . Moreover, in optical thin media the tangential radiation pressure upon the dust coincides with the direction of rotation of the system.

The efficiency criteria of radiation pressure are obtained. The influence of the radiative pressure on the angular momentum of the emission regions of Seyfert galaxies and guasars is discussed.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. В. П. Гринин, Астрофизика, 14, 537, 1978.

2. В. П. Гринин, Астрофизика, 14, 201, 1978.

3. J. H. Jeans, Astronomy and Cosmogony, Cambridge University Pross, 1929.

4. А. З. Долгинов, И. Г. Митрофанов, Ранние стадии эволюции звезд, Наукова Думка. Киев. 14. 1977.

5. J. L. Grenstein, M. Schmidt, Ap. J., 140, 1, 1964.

6. A. F. Davidsen, G. F. Hartig, W. G. Fastie, Nature, 269, 23, 1977.

7. Э. А. Дибой, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.

8. K. Anderson, Ap. 1., 162, 743, 1970.