Ученые записки Львовского Государственного Университета имени Ивана Франко
Том XXII Серия физико-математическая, выпуск 5 1953

С. А. КАПЛАН

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ВОДОРОДА С КОСМИЧЕСКОЙ ПЫЛЬЮ И ПЛОТНОСТЬ L_α ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

1. Для решения многих космогонических задач, связанных с вопросами образования и распада облаков межзвездного газа и космической пыли, а также с гипотетической конденсацией этих облаков в протозвезды, нужно выяснить, какие силы действуют между различными компонентами межзвездной среды. Помимо обычного гравитационного притяжения, существует и так называемое радиативное притяжение. Механизм этого притяжения заключается в том, что атом или пылинка, находящиеся вблизи другой пылинки в поле излучения, получают импульс с противоположной стороны, так как указанная пылинка закрывает (затеняет) излучение. В работе (1) было показано, что радиативное притяжение между двумя пылинками, находящимися в галактическом поле излучения, в сто и более раз превышает их гравитационное притяжение. Этот результат уже был использован во многих космогонических работах. Можно далее показать, что радиативное притяжение между любыми атомами, кроме водорода, и пылинками меньше их гравитационного притяжения.

Особый интерес представляет случай радиативного притяжения межзвездного водорода и космической пыли, так как, во-первых, водород является наиболее обильным элементом, а, во-вторых, в межзвездном пространстве может происходить накопление L_α квантов. Таким образом, для определения радиативного притяжения между водородом и космической пылью необходимо прежде всего вычислить плотность L_α излучения в межзвездном пространстве. Вследствие большой оптической толщины слоя межзвездного водорода в этой линии, наличия чистого поглощения космической пылью, а также благодаря неоднородному вращению Галактики для вычисления плотности L_α излучения в общем случае необходимо решить задачу о рассеянии света в оптически толстой рассеивающей и поглощающей среде.

2. Мы учтем следующие механизмы выхода L_α кванта из среды межзвездного водорода·

а) Некогерентность рассеяния. З а н с т р а (2) показал, что в среде ионизированного водорода с полной оптической толщиной в L_α порядка 10^4 вероятность выхода кванта из среды благодаря некогерентности рассеяния: $w \approx \frac{1}{300}$. Это значение мы примем в дальнейших выкладках, хотя вывод З а н с т р а и не является достаточно надежным.

б) Допплеровский эффект, вызванный неоднородным вращением Галактики. Учет этого эффекта мы проведем методом В. В. С о б о л е в а (3). Величина β, играющая в теории В. В. С о б о л е в а основную роль и являющаяся отношением градиента скорости по оптической глубине к средней хаотической скорости — u (тепловой и турбулентной), в нашем случае дается выражением:

$$\beta = \frac{A}{2ua_H} \operatorname{Sin} 2(l - l_0) \operatorname{Cos}^2 b, \qquad [1]$$

где A — постоянная Оорта, l и b — галактические координаты, a_H — коэффициент поглощения в L_α на единицу длины.

в) Чистое поглощение L_α квантов на частицах космической пыли. Коэффициент этого поглощения на единицу длины обозначим через a_g. Повидимому, в среднем вблизи плоскости Галактики: $a_g \approx 3^m \mathrm{kps}^{-1}$.

Введем удобное для дальнейших выкладок обозначение:

$$\frac{1-\lambda}{\lambda} = w + \frac{a_g}{a_H}. \qquad [2]$$

Для простоты расчетов будем также считать слой межзвездного водорода плоскопараллельным и отсчитывать оптическое расстояние от галактической плоскости в обе стороны.

3. Вывод основного интегрального уравнения нашей задачи аналогичен выводу соответствующего интегрального уравнения для планетарных туманностей, полученного В. В. Соболевым (3). Небольшое отличие связано с необходимостью учета чистого поглощения и некогерентности рассеяния, а также несколько иной зависимости градиента скорости от направлений.

Интенсивность излучения, идущего на оптическом расстоянии τ в направлении с координатами l и $\frac{\pi}{2} \geqslant b \geqslant 0$, дается выражением:

$$I(\tau, l, b) = \int_\tau^\infty B(t) e^{-(t-\tau)\operatorname{Cosec} b} [1 - |\beta| (t - \tau) \operatorname{Cosec} b] \operatorname{Cosec} b dt \qquad [3]$$

и аналогично для $-\frac{\pi}{2} \leqslant b \leqslant 0$. С другой стороны, для отношения коэффициента излучения к коэффициенту поглощения имеем из условия лучевого равновесия:

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} dl \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} I(\tau, l, b) \operatorname{Cos} b db + \frac{\varepsilon}{4\pi a_H} \qquad [4]$$

Здесь ε — энергия, излучаемая в единице объема за единицу времени источниками L_α излучения. Подставляя [3] в [4], получаем:

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} B(t) \Big\{ Ei(|\tau - t|) - \\ - \overline{\beta} \Big[e^{-|\tau - t|} - |\tau - t| \cdot Ei_2(|\tau - t|) \Big] \Big\} dt + \frac{\varepsilon}{4\pi a_H}, \qquad [5]$$

где $\overline{\beta}=\frac{2A}{\pi u a_H}$; Ei и Ei_2 — интеграллогарифмы. Пределы в [3] и [5] взяты бесконечными ввиду большой оптической толщины среды межзвездного водорода в линии L_α. Интегральное уравнение [5] является основным уравнением нашей задачи.

Согласно предложенному В. А. Амбарцумяном [4] методу решения уравнений этого типа, ищем сначала решение однородного уравнения в виде $B(\tau)=\text{Const}\ e^{-k\tau}$. Подставляя в [5] при $\varepsilon=0$, получаем условие, которому должна удовлетворять постоянная величина k:

$$\frac{1}{\lambda}=\left(\frac{1}{2k}-\frac{\overline{\beta}}{k^3}\right)\ln\frac{1+k}{1-k}+\frac{2\overline{\beta}}{k^2} \qquad [6]$$

При малых $1-\lambda$, $\overline{\beta}-k$ также мало. Разлагая в ряд по $\overline{\beta}$ и k, получаем:

$$k^2=3(1-\lambda)+2\overline{\beta} \qquad [7]$$

Решение однородного уравнения экспоненциально спадает на оптических расстояниях порядка $^1/_k$. Как легко убедиться подстановкой численных значений, в областях неионизированного водорода (HI) этому оптическому расстоянию соответствует геометрическое расстояние порядка одной тысячной парсека. Отсюда сразу следует, что в областях HI, где нет источников L_α квантов, плотность L_α излучения практически равна нулю, т. е. почти все L_α кванты поглощаются или выходят из среды межзвездного водорода вблизи самых границ областей ионизированного водорода (HII).

В областях HII оптическое расстояне $^1/_k$ соответствует геометрическому расстоянию порядка одной десятой парсека при плотности протонов — $n_p\approx 1\ см^{-3}$ (при увеличении плотности эквивалентное расстояние уменьшается примерно как $n_p^{-3/2}$). Если величина ε мало меняется на расстояниях такого порядка, то частное решение неоднородного уравнения [5] имеет вид:

$$B=\frac{\varepsilon}{4\pi a_H\left(1-\lambda+\frac{2}{3}\overline{\beta}\right)} \qquad [8]$$

как нетрудно убедиться непосредственной подстановкой. Выражение [8] имеет простой физический смысл, так как величина $\left(1-\lambda+\frac{2}{3}\overline{\beta}\right)^{-1}$ есть среднее число рассеяний, испытываемых одним L_α квантом, прежде чем он будет удален из среды каким-либо из рассмотренных механизмов. Если оптические размеры области HII велики по сравнению с $^1/_k$ (что почти всегда имеет место), то однородное решение, постоянные которого определяются из граничных условий, можно опустить и считать [8] полным решением.

Так как отклонение L_α излучения от изотропности мало, порядка k, то для плотности ρ_α получаем:

$$\rho_\alpha=\frac{4\pi B}{c}=\frac{\varepsilon/c}{w a_H+a_g+\frac{4A}{3\pi u}}, \qquad [9]$$

где c — скорость света. Формула [9] является решением задачи о вычислении плотности L_α излучения в общем случае. Кроме рассмотренных механизмов удаления L_α квантов из среды межзвездного водорода, есть еще два — двухквантовые спонтанные переходы со второго уровня атома водорода на первый и поглощение L_α квантов атомами гелия, находящимися в состоянии 2^3S. Можно показать, что значение этих механизмов для определения плотности L_α излучения мало. Более того, нетрудно убедиться подстановкой численных значений в [9], что, если размеры ионизированной области меньше одного килопарсека, то двумя последними членами в знаменателе формулы [9] можно пренеберечь по сравнению с первым. Тогда:

$$\rho_\alpha = \frac{\varepsilon s_0}{wc\tau_0}, \qquad [10]$$

так как $a_H = \frac{\tau_0}{s_0}$, где s_0 — размеры ионизированной области, а τ_0 — ее оптическая толщина. Упрощенной формулой [10] мы и будем в дальнейшем пользоваться. В случае необходимости (протяженные ионизированные области с малой плотностью) легко перейти и к более общей формуле [9]. Таким образом, главный механизм, определяющий плотность L_α излучения, — выход квантов из среды в далеких частях крыльев контура [2].

4. Механизм излучения L_α квантов в областях ионизированного водорода тот же, что и в планетарных туманностях. Как известно из теории планетарных туманностей, примерно $70^0/_0$ рекомбинаций на второй и высшие уровни заканчивается излучением L_α квантов (остальные $30^0/_0$ рекомбинаций приводят к состоянию $2S$ и заканчиваются большей частью двухквантовым переходом в основное состояние). Поэтому:

$$\varepsilon = 0.7\, h\nu_\alpha\, n_e n_p \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T_e), \qquad [11]$$

где h — постоянная Планки, ν_α — частота линии L_α, n_e и n_p — числа электронов и протонов в одном кубическом сантиметре, $C_i(T_e)$ — вероятность, рекомбинации на i-уровень при электронной температуре T_e. Подставляя [11] в [10], получаем:

$$\rho_\alpha = \frac{0.7\, h\nu_\alpha}{cw} \cdot \frac{s_0 n_e n_p}{\tau_0} \cdot \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T_e). \qquad [12]$$

Формула [12] позволяет вычислить плотность L_α излучения в области ионизированного водорода, если известны размеры области, температура и плотность газа. С достаточной общностью мы можем считать: $\tau_0 = 10^4$, $T_e = 10000^\circ$. Тогда численное значение для

$$\rho_\alpha = 8.8 \cdot 10^{-18}\, s_0 n_e n_p \,\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \qquad [13]$$

где s_0 — выражено в парсеках.

5. Теперь мы можем вернуться к определению силы радиативного притяжения между атомами водорода и космическими пылинками.

Как известно, сила действующая на один атом водорода в поле излучения с потоком H_α равна:

$$F_{\text{рад}} = \frac{a_H}{n_H} \cdot \frac{H_\alpha}{c} = \frac{\tau_0 H_\alpha}{c s_0 n_H} \qquad [14]$$

Среднее значение силы, действующей как на нейтральные атомы водорода, так и на протоны:

$$\overline{F}_{\text{рад}} = F_{\text{рад}} \frac{n_H}{n_p + n_H} = \frac{\tau_0 H_\alpha}{c s_0 (n_H + n_p)} \qquad [15]$$

В случае, когда, поток отличен от нуля благодаря отклонению от изотропности, вызванному тенью от пылинки, получаем:

$$H_\alpha = \frac{c\rho_\alpha}{4\pi} \omega \varkappa. \qquad [16]$$

Здесь ω — телесный угол, под которым видна пылинка из точки, где расположен атом, $\varkappa$ — множитель, учитывающий коэффициент чистого поглощения на пыли. Подставляя [12] и [16] в [15], получаем:

$$\overline{F}_{\text{рад}} = \frac{0.7\, h\nu_\alpha}{cw} \cdot \frac{n_e n_p}{n_H + n_p} \cdot \frac{\omega\varkappa}{4\pi} \cdot \sum_{i-2}^{\infty} C_i(T_e). \qquad [17]$$

Численное значение в системе $C\, g_1\, S$:

$$\overline{F}_{\text{рад}} = 2.9 \cdot 10^{-32} \frac{n_e n_p}{n_H + n_p} \cdot \frac{\omega\varkappa}{4\pi} \text{ дин.}$$

Сравним величину радиативного притяжения с гравитационным притяжением для пылинки размером 10^{-5} *см* и плотностью равной единице:

$$\frac{\overline{F}_{\text{рад}}}{F_{\text{грав}}} = 320 \frac{n_e n_p}{n_H + n_p} \qquad [18]$$

Таким образом, радиативное притяжение водорода и космической пыли в областях *HII* действительно значительно превосходит их гравитационное притяжение.

В случае непрозрачного облака атомы водорода, находящиеся вблизи его границы, также будут испытывать притяжение к этому облаку с силой, величину которой можно определить по [17], где вместо $\frac{\omega\varkappa}{4\pi}$ подставлено π.

Подчеркнем, что это радиативное притяжение существенно в областях ионизированного водорода, между тем, как показано в работе (5), в областях ионизированного водорода пылевые частицы имеют тенденцию разрушаться, а не расти. Однако радиативное притяжение между водородом и космической пылью играет, повидимому, большую роль в космогонии.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Spitzer L. — Ap. J., 94, 232, 1941.
2. Zanstra H. — BAN, XI, N 401, 1949.
3. Соболев В. В. — Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Ленинград 1947
4. Амбарцумян В. А. — Уч. записки ЛГУ, № 82, 64, 1941.
5. Каплан С. А. — Уч. записки Львов. Гос. унив., т. XXII, серия физико-математическая, в-5, 1953 г.