

АСТРОФИЗИКА

Г. А. Гурвадян

L_{α} -излучение в межзвездном пространстве

(Представлено В. А. Амбарцумяном 2 VII 1948)

До сих пор принималось, что плотность энергии в каждой точке галактического субстрата обусловлена тем излучением, которое доходит до нее непосредственно от окружающих звезд. При этом совершенно не считались с тем фактом, что в отдельных частотах может играть большую роль рассеянное излучение, а иногда и то, что звезды имеют свои собственные скорости движения по отношению к окружающей их межзвездной материи. Между тем, именно это последнее обстоятельство имеет исключительно важное значение для характера поля излучения межзвездной материи в частотах отдельных линий. В настоящей заметке мы покажем, что вследствие движения звезды закон распределения плотности L_{α} -излучения принимает совершенно новый вид, существенным образом отличающийся от стационарного случая, когда скорость движения звезды по отношению к межзвездной среде равна нулю.

Возьмем некоторую сферу с радиусом r , заполненную межзвездным водородом, в центре которой находится звезда. Пусть эта звезда движется в некотором направлении с постоянной скоростью v по отношению к окружающему ее межзвездному водороду. Предположим также, что внутри этой сферы не имеют места дифференциальные движения водородного газа.

Время, необходимое для выхода звезды из пределов этой сферы, будет:

$$T = \frac{r}{v}. \quad (1)$$

Обозначим через τ_c и τ_x оптическую толщину внешних слоев этой сферы в частотах L_c (ультрафиолетового) и L_x -излучения соответственно. Между τ_c и τ_x имеет место следующее соотношение ⁽¹⁾:

$$\tau_x = \omega \cdot \tau_c, \quad (2)$$

где ω —порядка 10^4 ⁽¹⁾.

Как известно, в сильно разреженных газовых, в частности и в

водородных средах, где излучение находится в состоянии сильной дилуции (планетарные, диффузные туманности, а также межзвездный водород) имеют место процессы флуоресценции, заключающиеся в переработке L_c -энергии в L_a -энергию (^{1,2}). При значительном τ_c (обычно порядка нескольких единиц), почти вся L_c -энергия будет превращена в L_a -энергию.

Образованные таким образом L_a -кванты испытывают только процессы диффузии (чистое рассеяние), продолжающиеся до тех пор, пока они не выйдут из пределов рассматриваемого объема. При $\tau_c > 1$, время, необходимое для такого рода диффузии L_a -квантов из пределов нашей сферы, будет в среднем (³):

$$T_d = \tau_a \frac{r}{c} = \omega \tau_c \frac{r}{c}. \quad (3)$$

Пусть E —ультрафиолетовая (L_c) энергия, которую излучает звезда в единицу времени через один cm^2 поверхности. В течение времени T , т. е. до момента выхода звезды из пределов сферы, она излучает энергию $4\pi R^2 E T$, где R —радиус звезды. Из этого количества доля $(1 - e^{-\tau_c}) \frac{\nu_a}{\nu_c}$ превращается в L_a -энергию.

Здесь необходимо различать два случая.

I случай—когда $T_d > T$, т. е. когда время, необходимое для диффузии L_a -квантов из пределов сферы значительно больше, чем время, необходимое для выхода звезды из нее. Понятно, что при этом почти вся энергия, излученная в течение времени T , целиком останется в пределах нашей сферы. Эта L_a -энергия будет порядка (при больших τ_c):

$$4\pi R^2 E T (1 - e^{-\tau_c}) \frac{\nu_a}{\nu_c} \approx 4\pi R^2 E T \frac{\nu_a}{\nu_c}, \quad (3)$$

где ν_a —частота в линии L_a -излучения; ν_c —средняя частота L_c -излучения. Условие применимости этой формулы можно выразить так:

$$\frac{T_d}{T} > 1, \quad (4)$$

или, подставляя значения T_d и T из (2) и (1), получим

$$v > \frac{30}{\tau_c}, \quad (5)$$

где v выражено в $км/сек$. Таким образом, в этом случае звезда уходит из пределов сферы, но L_a -излучение остается внутри сферы.

II случай—когда $T_d < T$, т. е. диффузия L_a -квантов происходит настолько быстро, что до выхода звезды из пределов сферы, некоторая часть L_a -энергии успеет продиффундировать из ее пределов. При этом, оставшаяся в сфере энергия будет порядка (опять при больших τ_c):

$$4\pi R^2 E T (1 - e^{-\tau_c}) \frac{\nu_a}{\nu_c} \frac{T_d}{T} \approx 4\pi R^2 E T_d \frac{\nu_a}{\nu_c}, \quad (6)$$

а условие применимости этой формулы, аналогично (5), будет:

$$v < \frac{30}{\tau_c}. \quad (7)$$

Практический интерес представляет, однако, случай, когда удовлетворяется неравенство (5), т. е. случай 1. При этом оставшаяся в сфере энергия выражается формулой (3). Отсюда, средняя плотность L_x -энергии будет:

$$\rho_d^{(a)} = \frac{4\pi R E T}{\frac{4}{3}\pi r^3} \frac{\nu_a}{\nu_c} \quad (8)$$

(точнее, вследствие движения, объем несколько увеличивается, но это не имеет существенного значения для оценки порядка величины).

Это будет средняя плотность L_x -энергии, которая остается в сфере после выхода звезды из ее пределов. Но как раз в этот момент плотность L_c -энергии, например, в центре сферы, от прямого излучения звезды, дошедшей до границы сферы, будет:

$$\rho_{пр}^{(c)} = \frac{E}{c} \left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-\tau_c}. \quad (9)$$

Из этого количества только доля ρ излучается опять в частотах L_c -излучения; остальная же $1-\rho$ доля излучается в линии L_x -излучения (сопровождаясь излучением субординатных серий водорода). Поэтому, плотность L_x -энергии, которая излучается за счет поглощенного прямого L_c -излучения, на расстоянии r от звезды, будет:

$$\rho_{пр}^{(a)} = (1-\rho) \frac{E}{c} \left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-\tau_c} \frac{\nu_a}{\nu_c}. \quad (10)$$

Разделяя (8) на (10) и подставляя также значение T из (1), получим:

$$\frac{\rho_d^{(a)}}{\rho_{пр}^{(a)}} = \frac{3}{1-\rho} \frac{c}{v} e^{\tau_c}. \quad (11)$$

Коэффициент ρ —порядка 0.5 (1). Поэтому, выражение (11) можно приблизительно написать в виде:

$$\frac{\rho_d^{(a)}}{\rho_{пр}^{(a)}} = \frac{c}{v} e^{\tau_c} \quad (12)$$

Аналогичным путем, при очень малых скоростях движения, найдем следующую формулу [из (6)]:

$$\frac{\rho_d^{(\alpha)}}{\rho_{\text{пр}}^{(\alpha)}} = \omega \tau_c e^{\tau_c}. \quad (13)$$

Так как $\frac{c}{v} \gg 1$ и $\omega \gg 1$, то отсюда следует, что на больших расстояниях от звезды, где τ_c --- порядка единицы или больше единицы, диффузный компонент L_α -излучения будет во много раз больше, чем прямое L_α -излучение (образовавшегося от превращения прямой L_c -энергии звезды). Это значит, что вследствие движения, для плотности L_α -излучения в среде межзвездного водорода имеет место условие:

$$\rho_d^{(\alpha)} \gg \rho_{\text{пр}}^{(\alpha)} \quad (14)$$

для всевозможных скоростей движения звезды.

Стрёмгрен показал (⁴), что вокруг каждой звезды существует зона, внутри которой межзвездный водород ионизован почти полностью. Вне этой зоны (где τ_c больше единицы), водород будет находиться почти целиком в нейтральном состоянии, так как в этих частях плотность ионизирующего (L_c) излучения весьма мала. Но условие (14) показывает, что плотность остаточной L_α -энергии, обусловленная движением звезды, будет очень велика в сравнении с плотностью прямого L_α -излучения. Следовательно, даже в тех частях Галактики, где водородные атомы не будут полностью ионизованы (т. е. находятся вне зоны полной ионизации), они в значительной своей части будут находиться не в нейтральном, а в возбужденном состоянии резонансной линии.

Аналогичное исследование можно произвести и для других видов излучения, в частности, и для L_c -излучения. В каждом отдельном случае существенным является коэффициент поглощения, а также время диффузии кванта рассматриваемого рода излучения. Для L_α -излучения, т. е. для случая чистого рассеяния, это время пропорционально τ^2 [формула (3)]. В других случаях, как например, в случае одновременного рассеяния и поглощения, это время будет другое. Соответственно этому, движение звезды сказывается различным образом на поля различных родов излучений.

Бюраканская Астрофизическая Обсерватория
Академии Наук Армянской ССР
Ереван, 1948, май.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

L_α -ճառագայթումը միջաստղային մտրածուրյան մեջ

Մինչև հիմա ընդունվում էր, որ էներգիայի խտությունը գալակտիկական միջա-
կայրի յուրաքանչյուր կետում՝ պայմանավորված է այն ճառագայթմամբ, որն անմիջապես
հասնում է տվյալ կետին՝ իր հարևան աստղերից: Մինչդեռ առանձին պայքերում, կախված

տվյալ ճառագայթման հաճախականութունից, ճառագայթման խտության բաշխումը մեծ չափով կախված կլինի աստղի, այսինքն՝ ճառագայթման աղբյուրի, իրեն շրջապատող միջաստղային գազի նկատմամբ ունեցած հարաբերական շարժումից: Այդ շարժման ազդեցութունը ճառագայթման դաշտի վրա՝ այնքան մեծ է, որքան մեծ է տվյալ հաճախականության քվանտների դիֆֆուզիայի համար անհրաժեշտ ժամանակը, այլ խոսքով՝ որքան մեծ է միջավայրի կլանման գործակիցը: Մասնավոր դեպքում, ջրածնային գազի Բալմերյան սերիայի առաջին գծին համապատասխանող ճառագայթման (L_{α}) համար, հարաբերական շարժման պատճառով աստղի հետևում մնացած մնացորդային-դիֆֆուզ L_{α} ճառագայթման խտութունը դառնում է մի քանի տասնյակ հազար անգամ ավելի մեծ, քան աստղի ուղղակի ճառագայթումից ստացված L_{α} -ի խտութունը: Դրա հետևանքով, լրիվ իոնիզացիայի դոնայից դուրս գտնվող ջրածնային ատոմների զգալի մասը պետք է գտնվեն ռեզոնանս գծին համապատասխանող գրգռման վիճակում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. V. Ambarzumian. Bull. de l'Obser. Poulk. 13, 3, 1933. 2. H. Zanstra. M. N. 93, 131, 1933. 3. В. Амбарцумян. Теорет. Астрофиз, 193, 1939. 4. B. Strömgren. Ap. J. 89, 527. 1939.