АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13 АВГУСТ, 1977 ВЫПУСК 3

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ. II. ЧИСТОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ

В. Г. ВЕДМИЧ

Поступила 30 июля 1977

Двумя методами, предложенными в части I, рассчитаны профили линий, расширенных электронным рассеянием. При расчетах предполагалось, что в линии происходит истинное поглощение, а рассеиваются фотоны только на свободных электронах. В качестве функции перераспределения по частотам при электронном рассеянии взята функция, выведенная Хаммером и Михаласом. Вычисления произведены для доплеровского профиля коэффициента поглощения в линии при растущем с глубиной распределении первичных источников. Показывается, что оба метода дополняют друг друга. Получены также асимптотические формулы для интенсивности выходящего излучения, которые хорошо описывают крылья линий.

Введение. В первой работе [1] этой серии было предложено два метода расчета профилей линий, расширенных электронным рассеянием (ЭР). В настоящей статье описываются алгоритмы и приводятся результаты вычислений обоими методами для чистого поглощения в линии ($\lambda = 0$). Это самый простой случай образования линии. Рассмотрение его позволяет, во-первых, наиболее отчетливо выявить роль ЭР, а, во-вторых, отработать методику расчетов. Наконец предположение об отсутствии рассеяния в линии обычно оказывается достаточным для нахождения интегральных характеристик излучения, например, эквивалентных ширин линий поглощения.

При вычислениях принималось, что профиль коэффициента поглощения в линии доплеровский, а рассеяние на электронах описывается функцией, зависящей от модуля разности своих аргументов. Эта функция взята из [2]. Функция Планка бралась линейной по оптической глубине.

Большая часть вычислений выполнена методом двумерного линейного интегрального уравнения (ДЛИУ), причем находились интенсивность и поток выходящего излучения.

В заключительной части статьи получены достаточно простые асимптотические формулы, позволяющие удовлетворительно описать крылья линий, которые сильнее всего изменяются под влиянием ЭР.

В данной работе формулы статьи [1] мы будем нумеровать, ставя впереди римскую цифру I.

2. *Метод двумерного линейного интегрального уравнения.* В обозначениях [1] уравнение переноса излучения (I.1) при $\lambda = 0$ и $B(\tau) = B_0(1 + \beta_*\tau)$ принимает вид

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = - [\alpha(x) + \beta] I(\tau, \mu, x) + \\ + \beta_e \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x - x'|}{\gamma}\right) J(\tau, x') \frac{dx'}{\gamma} + B_0[\alpha(x) + \beta_e](1 + \beta_*\tau), \tag{1}$$

с обычным начальным условием $I(0, -\mu, x) = 0$ при $-\infty < x < \infty$ и $0 < \mu \leqslant 1$. Отметим, что предположение $\lambda = 0$ равносильно тому, что два члена в уравнении (I.1) с учетом (I.2) и (I.3), содержащие λ, сокращаются.

Для введенной в [1] функции $i(z, x) = [\alpha(x) + \beta] I(0, -z[\alpha(x) + \beta], x)$, если выполнить одно интегрирование по z' в (I.5), получается уравнение

$$i(z, x) = i_0(z, x) + \frac{\beta_e}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x - x'|}{\gamma}\right) \left\{ zi(z, x') \ln\left(1 + \frac{1}{z[\alpha(x') + \beta]}\right) + \right. \\ \left. + \int_0^{\frac{1}{\alpha(x') + \beta}} \frac{zi(z, x') - z'i(z', x')}{z - z'} dz' \right\} \frac{dx'}{\gamma}, \tag{2}$$

где $i_0(z, x) = B_0[\alpha(x) + \beta](1 + \beta_* z)$.

При $x \to \infty$ величины $\alpha(x)$ и $R \to 0$ и из (1) получается уравнение для интенсивности непрерывного спектра $I_c(\tau, \mu) = I(\tau, \mu, \infty)$. Для интенсивности выходящего излучения $I(0, -\mu, \infty) = I_c(\mu)$ справедливо уравнение (I.20), где $I_c^0(\mu) = B_0(1 - \lambda_c)(1 + \beta_*(\mu/\beta)$, а $\lambda_c = \beta_c/\beta$.

Решение его дается формулой

$$I_c(\mu) = B_0 \sqrt{1 - \lambda_c}\, \varphi(\mu, \lambda_c) \left\{1 + \frac{\beta_*}{\beta}\left[\mu + \frac{\lambda_c}{2} \frac{\alpha_1(\lambda_c)}{\sqrt{1 - \lambda_c}}\right]\right\}, \tag{3}$$

где $\varphi(\mu, \lambda_c)$ — функция Амбарцумяна, $\alpha_i(\lambda_c)$ — ее моменты. Зная интенсивность, можно найти поток

$$H_c = 2\pi \int_0^1 I_c(\mu)\,\mu d\mu = 2\pi B_0 \sqrt{1-\lambda_c} \left\{ \alpha_1(\lambda_c) + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta_*}{\beta} \left[\alpha_2(\lambda_c) + \frac{\lambda_c}{2} \frac{\alpha_1^2(\lambda_c)}{\sqrt{1-\lambda_c}} \right] \right\}. \tag{4}$$

Формула (3) для $I_c(\mu)$ может быть найдена и другими способами [3].

Напомним, что при решении уравнения (2) приходится использовать значения $I(0, -\mu, x)$ при $\mu > 1$, которые не имеют физического смысла. Для получения искомой интенсивности найденное решение сужается на промежуток $0 \leqslant \mu \leqslant 1$.

Как уже говорилось, мы приняли $\alpha(x) = e^{-x^2}$, а для R взяли выражение из [2]

$$R(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{|y|}{2}}^{\infty} e^{-z^2}(2z - |y|)\,dz. \tag{5}$$

Интеграл по z' в (2) вычислялся по квадратурной формуле Лагерра [4], при $z = z'$ неопределенность раскрывалась по правилу Лопиталя. При вычислении интеграла по x' учитывалось, что подынтегральная функция имеет участок $[0, x_0]$ быстрого изменения и участок $[x_0, x_\infty]$ медленного изменения. Причем, x_∞ может быть заранее оценено по заданной точности (10^{-4}). Обычно $x_0 \approx 3 \div 4$, а $x_\infty \approx (5 \div 10)\gamma$, где $\gamma = 42.8$ для водородной среды.

Уравнение (2) решалось последовательными приближениями. За нулевое приближение бралось $I_0(z, x)$. Изменением числа узлов квадратурных формул мы добивались постоянства 2—3 цифр после запятой в результатах. Итерации прекращались, когда изменения в крыле линии становились меньше 0.01. При малых λ_c требовалось сделать 2—5 итераций. При $\lambda_c > 0.5$ число итераций существенно увеличивалось, причем при $\lambda_c > 0.7$ появлялась неустойчивость. В таких случаях мы ускоряли сходимость, используя тот факт, что разности между двумя последовательными итерациями $\Delta^{(m)} = I^{(m+1)}(\mu, x) - I^{(m)}(\mu, x)$ ведут себя, начиная с некоторого m, как убывающая геометрическая прогрессия.

3. *Метод разделения рассеяний (PP).* Согласно этому методу интенсивность излучения, выходящего из среды, разбивается на интенсивность в непрерывном спектре, электронную составляющую и интенсивность в узкой линии

$$I(0, -\mu, x) = I(\mu, x) = I_c(\mu) + I_e\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + I_L(\mu, x), \tag{6}$$

причем $I_c(\tau, \mu)$, $I_e(\tau, \mu, y)$, $I_L(\tau, \mu, x)$ определяются соответственно уравнениями (I.9), (I.11), (I.12).

Для вычисления каждой компоненты интенсивности можно получить формулы, полагая в соответствующих выражениях работы [1] $\lambda = 0$. Величина $I_c(\mu)$ по-прежнему дается формулой (3). Для величины $I_L(\mu, x)$ из (I.6), (I.13), (I.24), (I.25), (I.26) находим

$$I_L(\mu, x) = \frac{\beta}{\alpha(x)+\beta}[I_c(\beta z) + I_c(\beta z, 0)] - I_c(\mu) - I_c(\mu, 0) + \\ + B_0\frac{\alpha(x)}{\alpha(x)+\beta}(1 + \beta_* z), \tag{7}$$

где $z = \dfrac{\mu}{\alpha(x)+\beta}$.

Что касается $I_e(\mu, y)$, то ее косинус-преобразование дается формулой (I.30), в которой надо заменить λ_e на $\lambda_e(u)$, а $I_c^0(\mu)$ на $(\lambda_e(u)/\gamma)\times$ $\times v(\mu/\beta)$. После несложных преобразований получаем

$$I_e(\mu, y) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \bar{I}_e(\mu, u)\cos u\, y\, du = \\ = \frac{f(\mu, y)}{\pi\gamma} v\left(\frac{\mu}{\beta}\right) + \frac{1}{\pi\gamma}\int_0^{\mu_0} Q(\mu, \mu', y)\left\{\mu, v\left(\frac{\mu'}{\beta}\right), \mu'\right\} d\mu', \tag{8}$$

где обозначено

$$\left\{\mu, v\left(\frac{\mu'}{\beta}\right), \mu'\right\} = \frac{\mu v(\mu/\beta) - \mu' v(\mu'/\beta)}{\mu - \mu'}.$$

Функция $v(\mu/\beta)$ определяется выражением (I.23) (при $\lambda = 0$) и (I.2), а функции $f(\mu, y)$ и $Q(\mu, \mu', y)$ — формулами

$$f(\mu, y) = \int_0^\infty \lambda_e(z)\,\varphi_1(\mu, z)\cos z\, y\, dz, \tag{9}$$

$$Q(\mu, \mu', y) =$$

$$= \begin{cases} \dfrac{1}{2}\displaystyle\int_0^\infty \lambda_e^2(z)\,\varphi_1(\mu, z)\,\frac{R_e(\mu, z)}{\varphi_1(\mu', z)}\cos zy\,dz, & 0 \leqslant \mu' \leqslant 1. \\ \dfrac{1}{2}\lambda_e^2(u)\,\dfrac{\varphi_1(\mu, u)}{\mu'\varphi_1(\mu', u)}\,\dfrac{u(\mu')\cos y\,u(\mu')}{\lambda_e(u)\left[1+u^2(\mu')\right]-\lambda_c}, & 1 < \mu < \mu_0. \end{cases} \tag{10}$$

Здесь $\varphi_1(\mu, u) = \varphi(\mu, \lambda_e(u))$, а $\lambda_e(u)$ для выбранной функции $R(y)$ вида (5) дается формулой

$$\lambda_e(u) = \lambda_c\,\frac{1-e^{-u^2}}{u^2}. \tag{11}$$

Функция $R_e(\mu, u)$ определяется формулой (1.33) с заменой λ_c на $\lambda_e(u)$. Функция $u(\mu')$ находится из уравнения

$$\lambda_e(u)\,\frac{\mu'}{2}\ln\frac{\mu'+1}{\mu'-1} = 1, \quad 1 < \mu' < \mu_0, \tag{12}$$

а параметр μ_0 соответствует $u = 0$. Отметим, что в наших вычислениях μ_0 не превосходило 2.0.

При $y = 0$ из (8) получаем величину электронной составляющей в ядре линии. Эта величина, вместе с $v(\mu/\beta)$, находится из основной системы уравнений МРР:

$$\begin{cases} I_e(\mu, 0) = \dfrac{f(\mu, 0)}{\pi\gamma}\,v(\mu/\beta) + \dfrac{1}{\pi\gamma}\displaystyle\int_0^{\mu_0} Q(\mu, \mu', 0)\,\{\mu, v(\mu'/\beta), \mu'\}\,d\mu', \\ v(\mu/\beta) = v_0(\mu/\beta) - \displaystyle\int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^{1} [I_e(\mu, 0), z']\,x\left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right)dz', \end{cases} \tag{13}$$

где

$$v_0(z) = \frac{1}{2A}\int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right)[I_L^0(z), z']\,dz' -$$
$$- \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^{1} x\left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right)[I_e(\mu), z']\,dz', \tag{14}$$

а

$$[f(z), z'] = \frac{zf(z)}{z+z'} + \frac{zf(z) - z'f(z')}{z-z'}.$$

Здесь функция $G_0(z)$ определяется соотношением (I.16), $I_L^0(z)$ — (I.6), а $x(z) = \sqrt{\ln z}$.

Отметим, что в статье [1] в формулах (I.5) и (I.6) вместо слагаемого $\beta_c I_c^0(\beta z)$ должно стоять $\beta I_c^0(\beta z)$, где

$$I_c^0(\mu) = \frac{\beta_c}{\beta}\int\limits_0^\infty e^{-\tau_c/\mu} S_c^0(\tau_c)\frac{d\tau_c}{\mu}.$$

Таким образом, последовательность расчетов МРР была следующей: 1) вычисляем величины и функции: μ_0, $u(\mu')$, $f(\mu, 0)$, $Q(\mu, \mu', 0)$, $v_0(\mu/\beta)$, $f(\mu, y)$, $Q(\mu, \mu', y)$, $I_c(\mu)$; 2) решаем систему (13); 3) находим $I_c(\mu, y)$ по формуле (8), $I_L(\mu, x)$ — по (7); 4) по формуле (6) получаем полный профиль линии.

Отметим некоторые подробности вычислений. При нахождении μ_0 и $u(\mu')$ после предварительного выяснения особенностей функций использовалась стандартная подпрограмма решения трансцендентных уравнений. При расчетах функций $f(\mu, 0)$, $f(\mu, y)$ мы заменяли промежуток интегрирования $(0, \infty)$ на $(0, u_\infty)$, где $u_\infty \approx 10 \div 15$ выбиралось по заданной точности вычислений 10^{-4}. Для получения более удобной формулы вычисления $f(\mu, y)$ мы воспользовались нелинейным интегральным уравнением для функции $\varphi(\mu, \lambda_c(u))$. Поэтому расчетная формула приняла вид

$$f(\mu, y) = \lambda_c\pi R(y) + \frac{\mu}{2}\int\limits_0^{u_\infty} \lambda_c^2(u)\,\varphi_1(\mu, u)\cos uy\,du\int\limits_0^1\frac{\varphi_1(\mu', u)}{\mu+\mu'}\,d\mu'. \quad (15)$$

Интегралы, входящие в уравнения (13)—(15), вычислялись по квадратурным формулам Гаусса, Лагерра и Эрмита [4] в соответствии с характером изменения подынтегральной функции и длиной промежутка. При вычислении интегралов в формулах (8)—(10) применялась формула Филона [4].

Система уравнений (13) решалась последовательными приближениями. Интерации прекращались, когда изменения вычисляемых величин становились меньше 0.001. Для этого требовалось сделать 4—6 итераций.

4. *Асимптотические формулы.* Из (1) получим уравнение для $J(\tau, x)$. Если пренебречь при $x \gg 1$ в сумме $\alpha(x) + \beta$ первым слагаемым, то полу-

чившееся уравнение может быть решено путем применения преобразования Фурье по частоте. Подставляя найденное выражение $J(\tau, x)$ в формулу

$$I(\mu, x) = I_0(\mu, x) + \beta_e \int_0^\infty e^{-\frac{\alpha(x)+\beta}{\gamma}\tau} \frac{d\tau}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x - x'|}{\gamma}\right) J(\tau, x') \frac{dx'}{\gamma}, \tag{16}$$

где $I_0(\mu, x) = B_0 \dfrac{\alpha(x) + \beta_c}{\alpha(x) + \beta}(1 + \beta_* z)$, получим искомую асимптотическую формулу. Она имеет вид

$$I(\mu, x) = I_0(\mu, x) + \frac{1}{4\pi\gamma} \frac{B_0}{\alpha(x) + \beta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iu\frac{x}{\gamma}} \lambda_e(u) \left[\tilde{\alpha}\left(\frac{u}{\gamma}\right) + 2\pi\beta_c \delta(u)\right] \times$$
$$\times \varphi_1(\beta z, u) \left\{ 2\varphi_1(\infty, u) - \left[\alpha_0(u) - 2\,\frac{1 - \varphi_1^{-1}(z, u)}{\lambda_e(u)}\right] + \right.$$
$$+ 2\beta_* \varphi_1(\infty, u) \left[z + \frac{\lambda_e(u)}{2\beta} \frac{\alpha_1(u)}{1 - \dfrac{\lambda_e(u)}{2}\alpha_0(u)} \right] + \tag{17}$$
$$\left. + \frac{\beta_*}{\beta}\left[\alpha_0(u) - 2\,\frac{1 - \varphi_1^{-1}(z, u)}{\lambda_e(u)}\right]\right\} du,$$

где $\tilde{\alpha}(u) = 2\int_0^\infty \alpha(x) \cos u x\, dx = \sqrt{\pi}\, e^{-\frac{u^2}{4}}$, а $\delta(u)$ — функция Дирака. При выводе формулы (17) использовались соотношения для функции $\varphi(\mu, \lambda_e(u))$ и ее моментов, приведенные в [5].

В частных случаях $\lambda_e \ll 1$ и $1 - \lambda_e \ll 1$ формула (17) существенно упрощается. Так, при $\lambda_e \ll 1$ (т. е. $\beta_e \ll \beta_c$) после преобразований получаем

$$I(\mu, x) \approx I_0(\mu, x) + \frac{\lambda_e}{2} \frac{B_0}{\alpha(x) + \beta} \Big\{ [\beta_c + R_s(x)](\gamma_1 + 2\beta_* z) +$$
$$+ \frac{\lambda_e}{2}\left[\gamma_1\gamma_2\beta_c + 2\beta_*\left(\frac{\gamma_4}{\beta} R_s(x) + \beta_c(\gamma_3 + \gamma_2 z)\right)\right]\Big\}, \tag{18}$$

где

$$\gamma_1 = 1 + z \ln\left(1 + \frac{1}{z}\right), \qquad \gamma_2 = \beta z \ln\left(1 + \frac{1}{\beta z}\right),$$

$$\gamma_3 = z + \frac{1+\gamma_4}{2\beta}, \qquad \gamma_4 = 1 - z\ln\left(1+\frac{1}{z}\right),$$

$$R_2(x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{|x-x'|}{\gamma}\right)\alpha(x')\frac{dx'}{\gamma} \sim \alpha(x) \quad \text{при } x \gg 1.$$

Если отбросить слагаемое с $(\lambda_c/2)^2$, то

$$I(\mu, x) \approx I_0(\mu, x) + \frac{\lambda_c}{2} B_0 \frac{R_2(x)+\beta_c}{\alpha(x)+\beta}\left[1 + z\ln\left(1+\frac{1}{z}\right) + 2\beta_* z\right]. \tag{19}$$

Несколько сложнее оказывается формула для $1-\lambda_c \ll 1$. Мы ее не приводим, так как для вычислений использовалась лишь формула (19).

5. *Обсуждение результатов*. Прежде всего отметим, что профили линий, рассчитанные обоими методами, находятся в хорошем согласии. Это видно из табл. 1. При этом надо иметь в виду, что по мере роста λ_c МРР в крыле линии более точен. На рис. 1 приводятся профили линий в потоке для случая изотермической среды. Известно, что при $\beta_* = 0$ в изотермической среде линии не образуются. Если же появляется дополнительное

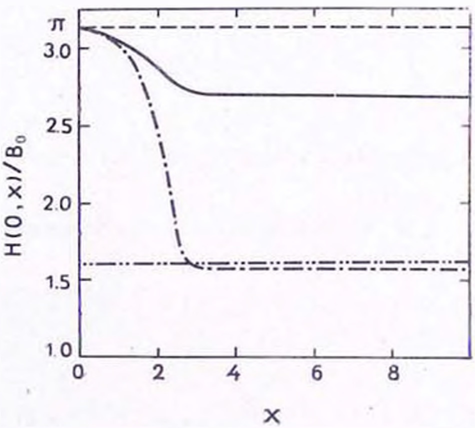

Рис. 1. Профили линий, образующихся в изотермической атмосфере ($\beta_c = 0.01$, $\beta_* = 0$, $\gamma = 42.8$). Нижний профиль соответствует отсутствию ЭР (т. е. $R = 0$), прямая —·—·— уровень непрерывного спектра.

рассеяние (не обязательно на электронах), то образуется линия излучения. Это, так называемый, механизм Шустера, действие которого можно пояснить следующим образом. Поскольку излучение в частоте x выходит в основном с оптической глубины $\tau[\alpha(x)+\beta] \approx 1$, то в образовании ядра линии участвуют поверхностные слои, а в образовании крыльев — более глубокие. Поэтому при добавлении рассеяния фотоны в крыле линии испытывают в среднем больше рассеяний, и их путь до выхода из среды увеличивается больше по сравнению с фотонами в ядре. Следовательно, фотоны крыла сравнительно чаще поглощаются, и в одинаковом интервале частот в крыле выходит их меньше, чем в ядре. Таким образом, линия излучения образуется за счет большего поглощения в крыле линии.

Таблица 1

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ, ВЫЧИСЛЕННАЯ МЕТОДОМ РР И МЕТОДОМ ДЛИУ ($\mu=1.0$, $\beta_c=0.01$, $\beta_*=B_0=1.0$, $\gamma=42.8$)

β_e / Метод / x	0.02		0.05	
	РР	ДЛИУ	РР	ДЛИУ
0.0	2.26	2.30	2.72	2.68
0.1	2.29	2.31	2.76	2.72
0.3	2.45	2.50	2.91	2.89
0.5	4.10	4.13	4.50	4.47
1.0	9.86	9.87	9.14	9.11
1.5	24.60	25.12	17.27	17.25
2.0	36.79	36.89	21.28	21.26
2.5	38.86	38.94	21.85	21.83
3.0	38.98	39.00	21.88	21.85
4.0	38.73	38.75	21.66	21.63
54.0	38.46	38.48	21.39	21.38
154.0	38.28	38.29	21.17	21.16
254.0	38.24	38.25	21.10	21.09
454.0	38.20	38.21	21.03	21.02
∞	38.20	38.20	20.82	20.82

Рис. 2 дает представление о влиянии ЭР на форму линии при $\beta_* \neq 0$. Здесь видно, что при $\beta_e > \beta_c$ появляется эмиссия в крыле, тем более значительная, чем больше отношение β_e/β_c. Это также проявление механизма Шустера. Отметим, что, имея результаты для $\beta_* = 0$, $\beta_* = 1$, используя линейность уравнения (1), можно найти интенсивность выходящего излучения для любых β_*.

На рис. 3 представлены профили интенсивностей линии для различных значений μ. Для $\mu = 1.0$ даны профили как для $R=0$, так и $R \neq 0$. Как видно, линии имеют узкие ядра $x \sim 0 \div 3$, но в то время, как при $R=0$ линия практически простирается лишь до $x \approx 4.0$, в случае $R \neq 0$ появляют-

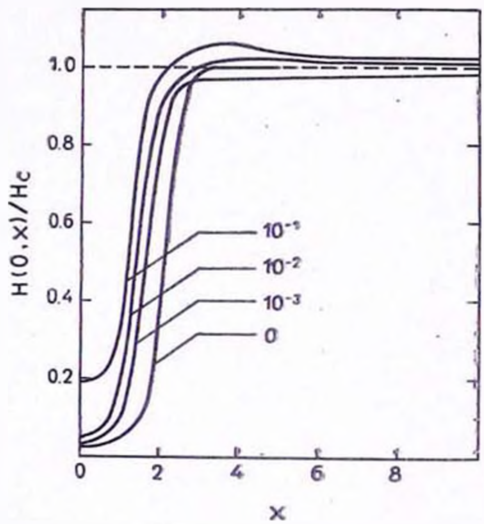

Рис. 2. Влияние величины β_e на профиль линии в потоке при $\beta_c = 0.01$, $\beta_* = 1.0$, $\gamma = 42.8$.

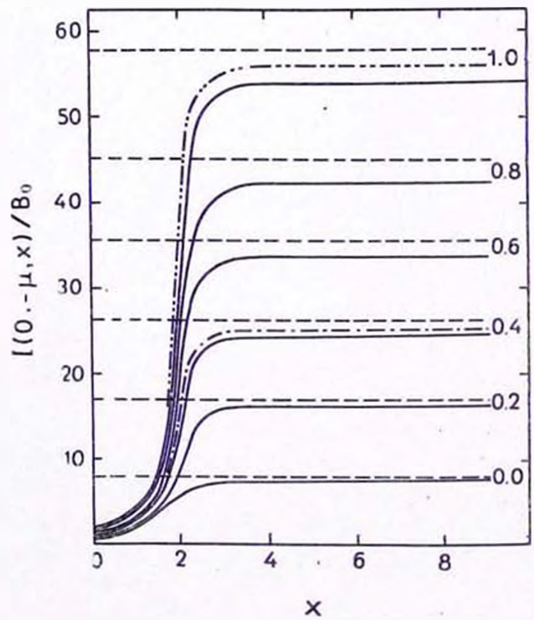

Рис. 3. Изменение профиля линии поглощения по диску звезды ($\beta_e = \beta_c = 0.01$, $\beta_* = 1.0$, $\gamma = 42.8$). Кривая —··— соответствует $\gamma = 85.6$, а —·— начальному приближению для $\mu = 1.0$ (т. е. при $R = 0$).

ся протяженные крылья, простирающиеся до $x \approx 10\gamma$ (см. также табл. 1 и 2). На этом же рис. 3 приводится профиль линии, образующейся в гелиевой среде (т. е. в случае $\gamma = 2\gamma_{н} = 85.6$). Как и следовало ожидать, линия имеет более узкое ядро, но более развитые крылья. Однако влияние величины γ не очень существенно.

В табл. 2 приведены результаты расчетов по асимптотической формуле (19). Сравнение с точными результатами показывает, что асимптотические формулы дают вполне удовлетворительное описание всего профиля линии. Из этой же таблицы видно, что с увеличением градиента первичных источников образуется более мощная линия.

Таблица 2

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ, ВЫЧИСЛЕННАЯ ПО ТОЧНОЙ (2) И АСИМПТОТИЧЕСКОЙ (18) ФОРМУЛАМ

($\beta_c = 0.05$), $\mu = B_0 = 1.0$, $\gamma = 42.8$)

β_0	1.0				2.0	
β_c	0.01		0.005		0.005	
x	точная	асимпт.	точная	асимпт.	точная	асимпт.
0.0	1.87	2.29	1.98	2.10	2.93	2.72
0.6	2.15	2.45	2.37	2.54	3.71	3.55
1.2	4.44	3.65	4.42	4.85	8.06	7.74
1.8	9.65	8.00	11.15	12.0	22.37	22.0
2.4	15.03	13.1	16.87	17.4	35.68	34.7
3.0	16.92	16.4	17.63	17.8	37.56	36.7
10.0	16.96	16.6	17.70	17.9	37.66	37.1
150.0	17.85	16.7	19.03	18.8	37.68	37.2
400.0	17.92	16.8	19.26	18.8	37.69	37.3
∞	17.94	16.9	19.34	18.8	37.69	37.4

В заключение заметим, что приведенные результаты вычислений согласуются с результатами работы [6].

Автор выражает глубокую благодарность Д. И. Нагирнеру за плодотворные обсуждения результатов работы, В. М. Лоскутову и А. Б. Шнейвайсу за помощь в проведении вычислений на ЭВМ.

Пушкинское высшее командное
училище радиоэлектроники

THE BROADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING. II. THE PURE ABSORPTION IN LINE

V. G. VEDMICH

The profiles of a spectral line broadened by electron scattering are calculated using both methods proposed in part I. The pure absorption in the line is assumed. The photons are scattered by free electrons only. For the function of frequency redistribution by electron scattering is taken that was found by Hummer and Mihalas. Calculations are made for the Doppler profile of line absorption coefficient and for distributions of primary sources depending uniformly and linearly on optical depth.

It is shown that these methods are mutually complementary. The asymptotic formulae for emergent intensity are obtained too. These formulae describe the wings of the line.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. И. Нагирнер, В. Г. Ведмич*, Астрофизика, 12, 437, 1976.
2. *D. G. Hummer, D. Mihalas*, Ap. J., 150, L 57, 1967.
3. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
4. *В. И. Крылов*, Приближенное вычисление интегралов, Наука, М., 1967.
5. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969
6. *L. Auer, D. Mihalas*, Ap. J., 153, 245, 1968.