АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30 | АПРЕЛЬ, 1989 | ВЫПУСК 2

УДК: 52:530.145

ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. III

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 7 августа 1987

Принята к печати 27 декабря 1988

На основе работы [1] в данной статье рассмотрена частная задача релаксации неравновесного изотропного излучения при взаимодействии с нерелятивистским невырожденным электронным газом посредством многофотонного комптоновского рассеяния при значении параметра интенсивности $\xi^2 \gg 1$. Исследованы кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов; уравнения, описывающие изменение во времени полной энергии обмена, нагрев и охлаждение электронного газа. Получена зависимость электронной температуры от времени. Приведены оценки характеристик многофотонной комптонизации для компактных объектов чрезвычайно высокой светимости.

1. *Введение.* Во второй части настоящей работы ([2]) проводился детальный анализ разработанной в [1] теории релаксации неравновесного изотропного интенсивного излучения посредством многофотонного комптоновского рассеяния на частицах невырожденного нерелятивистского электронного газа при сравнительно слабых полях излучения ($\xi^2 \ll 1$), но все же достаточно интенсивных для обеспечения реализации многофотонных процессов для малых гармоник. Это может соответствовать физическим условиям в некоторых астрофизических объектах [3—6]. 1) *Лацертида AO 235+16* — $z = 0.852$, переменность в инфракрасном диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.67$, $\lg L_{bol} \simeq 47.77$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.07}$ см, $N_v \simeq 5.95 \cdot 10^{20.4}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29 \cdot 10^{-2.6}$. 2) *Лацертида P_kS 0735+17* — $z = 0.424$, переменность в инфракрасном диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.78$, $\lg L_{bol} \simeq 47.61$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.78}$ см, $N_v \simeq 5.95 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29 \cdot 10^{-3}$. 3) *Лацертида W1 0846+51* — $z = 1.86$, переменность в инфракрасном и оптическом диапазонах, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.78$, $\lg L_{bol} \simeq 47.37$. Тогда $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.78}$ см, в инфракрасном диапазоне $N_v \simeq$

$\simeq 5.95\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29\cdot 10^{-3}$. 4) *Квазар 3С 273* — $R \leqslant 10^{17}$ см, инфракрасная светимость $L \simeq 6\cdot 10^{48}$ эрг/с, $N_v \simeq 10^{10}$ см$^{-3}$, $\xi \simeq 1.75\cdot 10^{-5}$. 5) γ — вспышка нестационарной нейтронной звезды, наблюденной 5 марта 1979 г. в Большом Магеллановом Облаке — $L_{0.03\,\text{МэВ}} \simeq 3\cdot 10^{44}$ эрг с$^{-1}$, $R \simeq 60$ км, $N_v \simeq 1.84\cdot 10^{27}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.65\cdot 10^{-4}$. 6) *Лацертида 3С 66А* — $z \simeq 0.434$, переменность в оптическом диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 2.1$, $\lg L_{bol} \simeq 47.18$. Тогда: $R \simeq 2.9979\cdot 10^{12.1}$ см, $N_v \simeq 4.61\cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq$ $\simeq 7.8\cdot 10^{-5}$.

Конечно, в этих условиях эффекты от многофотонных процессов имеют лишь поправочный характер к однофотонному. Однако физические условия в других, не менее интересных объектах, как лацертиды B2 1308+32, 0J 287, пульсар NP 0532 и радиопульсары, соответствуют случаю $\xi^2 \gg 1$. 1) *Лацертида B2 1308+32* — $z = 0.996$, переменность в инфракрасном и оптическом диапазонах, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 2.65$, $\lg L_{bol} \simeq 47.66$, $L_{IR} \simeq 2\, L_{opt}$. Тогда: $R \simeq 2.9979\cdot 10^{12.65}$ см, в инфракрасном диапазоне $N_v \simeq 5.95\cdot 10^{24.4}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 32.25$. 2) *Лацертида 0J 287* — $z = 0.306$, $\lg \Delta t_{\min} = 1.58$, $\lg L_{bol} \simeq 46.39$. Тогда: $R \simeq 2.9979\cdot 10^{11.58}$ см, $N_v \simeq$ $\simeq 5.95\cdot 10^{25.2}$ см$^{-3}$, $\xi^2 \simeq 204.5$. 3) *Пульсару NP 0532 и радиопульсарам* соответствуют значения параметра интенсивности $\xi^2 \simeq 652.3$ и $\xi^2 \simeq 6.5$ соответственно. При этом радиус излучательной области $R \simeq 10^8$ см, частота $2\pi\cdot 40$ МГц $\leqslant \omega \leqslant 2\pi\cdot 100$ МГц, светимость для пульсара *NP* 0532 — $L \simeq 10^{31}$ эрг/с, а для радиопульсаров $L \simeq 10^{29}$ эрг/с [7]. В этих условиях будем иметь: $N_v \simeq (1.6 \div 4)\cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ и $N_v \simeq (1.6 \div 4)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ соответственно.

Очевидно, что ожидаемый вклад процессов многофотонного комптоновского рассеяния в формирование спектров указанных объектов может существенно превзойти вклад однофотонных процессов. В настоящей статье, которая посвящена исследованию той же задачи при $\xi^2 \gg 1$, мы ограничимся рассмотрением лишь случая идеализированного широкого (по сравнению с доплеровским профилем) спектра ($\delta \gg \Delta\omega^*_{D_s} = \omega^*_s \sqrt{2k_B T_e/mc^2}$, где $\omega^*_s \equiv s^*\omega$, ω — частота начального кванта, $s^* = s + \dfrac{\xi^2}{2}\,(1 - \cos\theta)$, s — число начальных низкочастотных фотонов, превращающихся в один конечный жесткий фотон, θ — угол рассеяния).

В процессах многофотонной комптонизации при интенсивных полях излучения можно выделить два различных режима. В первом — (а) поглощение s-фотонов происходит независимо друг от друга, а во втором случае — (б) из-за вынужденности процесса нельзя выделить вершины в отдельности (имеет место интерференционное взаимодействие). В режиме (а) вероятность свободно-свободного перехода дается обобщенным законом Паули [8] и пропорциональна $\sim \left(\frac{N_v}{\omega}\right)^s \frac{d\overline{W}_s}{d\Omega}$, где $\frac{dW_s}{d\Omega} \sim \left(\frac{1}{137}\right)^s$ — дифференциальная вероятность процесса. Это справедливо в случае умеренно-интенсивного поля излучения, когда параметры электронной среды (эйнштейновские коэффициенты квантовых переходов A и B) все еще не зависят от интенсивности этого поля. Во втором режиме —(б) из-за большой интенсивности поля излучения процесс рассеяния уже приобретает вынужденный характер [9, 11, 12], следовательно параметры электронной среды уже зависят от интенсивности поля (подобно нелинейным задачам нелинейной оптики). При этом [13]: $A_{if}(I) = 4\pi \frac{dW_s(\xi^2)}{N_v\, d\Omega}$, где $\xi^2 \sim \frac{N_v}{\omega}$, $\frac{dW_s(\xi^2)}{d\Omega}$ — дифференциальная вероятность вынужденного s — фотонного рассеяния, а остальные коэффициенты $B_{if}(I)$, $A_{fi}(I)$, $B_{fi}(I)$ явным образом выражаются через $A_{if}(I)$. В кинетическом уравнении (17) [1] в случае малых s указанные выше коэффициенты можно разложить в ряд по степеням ξ: $A_{if}(I) \sim N_v^{-1} \xi^{2s} \sim N_v^{-1} \left(\frac{N_v}{\omega}\right)^s$ и т. д. Отсюда видно, что в этом уравнении учтены вклады как процессов (а), так и интерференционные взаимодействия. В случае очень больших ξ^2 задача сводится к рассмотрению процессов в скрещенном поле (см. ниже).

Следует заметить, что первоначально ($t = -\infty$) нерелятивистский электрон, при взаимодействии с интенсивным излучением, приобретает большой эффективный четырехимпульс [9, 11, 12]: $q^\mu = p^\mu + \frac{\xi^2}{2} \frac{m^2 c^4}{(kP)} k^\mu$, где $P^\mu(E, \vec{P})$ — четырехимпульс электрона в момент $t = -\infty$. При этом тепловая энергия электронов намного меньше энергии, приобретенной в поле интенсивной волны $(E_{\text{эл}})$: $(k_B T_e / E_{\text{эл}}) \ll 1$. На первый взгляд кажется, что рассмотрение вопросов теплового баланса и т. п. в этом случае бесполезно и лишено всякого смысла. Более того, участвующий в процессе многофотонного комптоновского рассеяния электрон обладает большим эффективным четырехимпульсом (q^μ или q'^μ). Поэтому при выводе кинетического уравнения возникает еще одно затруднение относительно функции распределения таких электронов, которая существенно отличается от максвелловской. Для разрешения указанных затруднений мы в работе [1] воспользовались следующими соображениями. Электрон как в начальном, так и в конечном состояниях находится в поле первоначального излучения. Поэтому при многофотонном рассеянии преобладает процесс перекачки энергии низкочастотных фотонов в коротковолновую часть спектра.

То есть, большая часть энергии, приобретенная электроном в интенсивной волне, возвращается опять в волну, и при $t = \infty$ четырехимпульс электрона $P'(E', P')$ отличается от четырехимпульса P в момент $t = -\infty$ малой величиной $(P' - P)/P \ll 1$. Действительно, в элементарном акте s-фотонного рассеяния имеет место закон сохранения: $s\hbar k + q = q' + \hbar k'$, где $q'^{\mu} = p'^{\mu} + \dfrac{\xi^2}{2}\dfrac{m^2 c^4}{(kP')}k^{\mu}$. Поэтому акт рассеяния можно заменить другим, совершенно эквивалентным ему — рассеянием „эффективного фотона" на свободном электроне: $s^* \hbar k + P = P' + \hbar k'$, где $s^* = s + \dfrac{\xi^2 m^2 c^4}{2\hbar}\left|\dfrac{1}{(kP)} - \dfrac{1}{(kP')}\right|$. Поскольку $k^2_{\text{эфф}} = (s^* \cdot k)^2 = 0$, то „эффективный фотон" можно рассматривать как классический (только экранированный). Пусть в момент $t = -\infty$ электронный газ является нерелятивистским невырожденным максвелловским газом. Тогда: $E/mc^2 \ll 1$ и $s^* = s + \dfrac{\xi^2}{2}(1 - \cos\theta)$. В отдельном акте рассеяния прирост энергии электрона равен: $\Delta E = \hbar(\omega^*_s - \omega') \simeq \simeq \dfrac{s\hbar\omega}{2\xi}$. К примеру, для пульсара NP 0532 имеем: $\Delta E \simeq 3.24 \cdot 10^{-9} s \cdot$ эВ. То есть: $\Delta E \leqslant \Delta E_{\max} = (\Delta E)_{s=16660} = 5.4 \cdot 10^{-5}$ эВ (см. пункт 2). Поэтому начальные условия задачи следующие:

$$\frac{\Delta E}{k_B T_e} = \frac{\hbar(\omega^*_s - \omega')}{k_B T_e} \ll 1, \quad \frac{\hbar\omega}{mc^2} \simeq \frac{k_B T_\gamma}{mc^2} \ll 1,$$

$$\Delta\omega = \omega^*_s - \omega' \ll \omega^*_s, \quad \frac{E}{mc^2} \simeq \frac{k_B T_e}{mc^2} \ll 1.$$

Как видно из оценок, температура первоначально максвелловских электронов очень слабо зависит (практически не зависит) от числа s (посредством множителя $(1+3.24 \cdot 10^{-9} s)$). Исходя из этих условий, в работе [1], в приближении Фоккера-Планка, вывели «промежуточное» кинетическое уравнение для функции распределения «эффективных фотонов», после этого совершили переход к кинетическому уравнению обычных фотонов.

Теперь оценим времена, за которые первоначальное максвелловское распределение еще сохраняется. Изменение энергии электрона за время t равно: $\Delta E_t = \Delta E \bar{\nu} t \simeq \hbar\omega \dfrac{\xi^2}{2} \bar{\nu}\, t$, где $\bar{\nu}$ — средняя частота рассеяний. Для пульсара NP 0532, например, имеем: $\bar{\nu} \simeq 10^5\ c^{-1}$, $\Delta E_t \simeq 5.39 \cdot 10^{-2} \cdot t$ (эВ c^{-1}). ΔE_t достигает величин 10 эВ, 100 эВ и mc^2 за времена $t = 1.86 \cdot (1,\ 10,\ 10^5)$ с. Для других радиопульсаров имеем соответственно: $t = 1.86 \cdot (10^2, 10^3, 10^7)$ с. Поэтому в течение больших промежутков времени $\simeq (10^4 - 10^7)$ с первоначальное максвелловское распределение электронов сохранится, а их температуру можно считать независимой от s. По сравнению с характерными временами изменения блеска компактных объектов со сверх-эддингтоновской светимостью, а также с временами продолжительности вспышек, оцененные промежутки являются достаточно большими. В случае же стационарных объектов формулы разработанного приближения справедливы для определенных установившихся зон нерелятивистских электронов. Оценка размеров подобных зон тривиальна.

Ниже будут использованы обозначения, принятые в первых двух частях настоящей работы. Ссылка вида (m, n) означает формулу (n) из части (m). Сохраним также схему изложения второй части.

2. *Вероятность процесса.* Для определения вероятности процесса многофотонного комптоновского рассеяния обратимся к формуле (II.3), которая при $\xi^2 \gg 1$ запишется в виде:

$$\frac{1}{c\sigma_T}\frac{dW_s}{d\cos\theta} = N_v \frac{3}{4}\frac{(\omega')^2}{s\,\omega^2}\frac{1}{\xi^4}\{-4J_s^2(z) + 2\xi^2[J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2]\}, \quad (1)$$

где

$$z = 2s\frac{\xi \operatorname{ctg}\dfrac{\theta}{2}}{\xi^2 + \operatorname{ctg}^2\dfrac{\theta}{2}} \quad (2)$$

(см. также [9, 11, 12]). Используя асимптотику функции Бесселя при $s \gg 1$, $J_s^2(z) \simeq \dfrac{1}{2\pi s}\left(\dfrac{ez}{2s}\right)^{2s}$ [10], можно представить формулу (1) в виде:

$$\frac{1}{c\sigma_T}\frac{dW_s}{d\cos\theta} = N_v \frac{3(\omega')^2}{4\,s\,\omega^2\,\xi^4} J_s^2(z)\left\{2\xi^2\left[\left(\frac{s}{s+1}\right)^{2s}\lambda_s e^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + e^{-2}\lambda_s^{-1}\left(\frac{s}{s-1}\right)^{2s} - 2\right] - 4\right\}, \quad (3)$$

где $\lambda_s = \left(\dfrac{z}{2s}\right)^2$. Учитывая, что при $s \gg 1$, $\left(\dfrac{s}{s-1}\right)^s \simeq e$ и $\left(\dfrac{s}{s+1}\right)^s \simeq e^{-1}$, с помощью (I.4) можно записать формулу (3) следующим образом:

$$\frac{1}{c\sigma_T}\frac{dW_s}{d\cos\theta} = N_v \frac{3}{8}\frac{s}{\xi^2} J_s^2(z)\,(\lambda_s + \lambda_s^{-1} - 2). \quad (4)$$

Анализ соотношений (1) и (4) показывает, что в одном элементарном акте при $\xi^2 \gg 1$ наиболее вероятно поглощение сразу $s \simeq \xi^3$ квантов, причем, угол рассеянных квантов определяется из условия $\operatorname{ctg}\frac{\theta_0}{2}=\xi$. Тогда:

$$\frac{1}{c\sigma_T}\frac{dW_s}{d\mu}=\frac{27}{32}N_0\frac{s}{\xi^2}J_s^2(z)\,\delta(\mu-\mu_0),\tag{5}$$

где $\mu=1-\cos\theta$, и $J_s^2(s)\simeq\left(\frac{2}{9}\right)^{\frac{2}{3}}\Gamma^{-2}\left(\frac{2}{3}\right)s^{-\frac{2}{3}}$ (Г—гамма-функция), т. е.

$$\frac{1}{c\sigma_T}\frac{dW_s}{d\mu}=N_0\frac{0.169}{\xi^2}s^{\frac{1}{3}}\delta(\mu-\mu_0).\tag{6}$$

Выполнив интегрирование, для вероятности s-фотонного процесса получим:

$$\frac{W_s}{c\sigma_T}=N_0\frac{0.169}{\xi^2}s^{\frac{1}{3}}.\tag{7}$$

К примеру, оценки для лацертиды OJ 287: $W_{10}/c\sigma_T\simeq1.06\cdot10^{23.2}$ см$^{-3}$, $W_{10^2}/c\sigma_T\simeq2.28\cdot10^{23.2}$ см$^{-3}$, $W_{10^3}/c\sigma_T\simeq4.92\cdot10^{23.2}$ см$^{-3}$, $W_{2924}/c\sigma_T\simeq7\cdot\cdot10^{23.2}$ см$^{-3}$; для пульсара NP 0532: $W_{10}/c\sigma_T\simeq2.23\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, $W_{10^2}/c\sigma_T\simeq\simeq4.81\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, $W_{10^3}/c\sigma_T\simeq1.04\cdot10^{20}$ см$^{-3}$, $W_{16660}/c\sigma_T\simeq2.55\cdot10^{20}$ см$^{-3}$.

Следует отметить, что при $\xi^2\gg1$ задача фактически сводится к рассмотрению процесса в постоянном скрещенном поле (напряженности электрического и магнитного полей ортогональны и равны друг другу). Чтобы оценить суммарную вероятность s-фотонных процессов, необходимо воспользоваться известными асимптотическими выражениями, полученными в работах [11, 12]. Вероятность $F(B)$ какого-либо процесса в постоянном скрещенном поле с напряженностью B связана с вероятностью $W(B)$ этого же процесса в переменном поле плоской волны с напряженностью $B^{\sin}\psi$ ($\xi^2\gg1$) посредством соотношения:

$$W(B)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2}F(B\sin\psi)\,d\psi.\tag{8}$$

В предельных случаях функция $F(\chi)$ $\left(\text{где }\chi=\frac{\hbar kq}{m^2c^4}\xi\right)$ представляется следующими асимптотическими рядами:

$$F(\chi)=\frac{5e^2m^2c}{8\sqrt{3}\pi}\chi\left\{1-\frac{8}{5}\chi+\frac{7}{2}\chi^2+\cdots\right\},\tag{9}$$

при $\chi\left(\simeq\frac{\hbar\omega}{mc^2}\xi\simeq 2.3\cdot 10^{-14}\xi\right)\ll 1$; и

$$F(\chi)=\frac{7\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)e^2m^2c}{54\pi}(3\chi)^{\frac{2}{3}}\left\{1-\frac{45}{28\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}(3\chi)^{-\frac{2}{3}}+\cdots\right\}, \tag{10}$$

при $\chi\gg 1$. Используя выражения (8) и (9), получим:

$$\frac{W}{c\sigma_T}=0.189\frac{N_0}{\xi}. \tag{11}$$

3. *Кинетическое уравнение.* Используя выражения (6) и (7) и выполняя соответствующие интегрирования в уравнении (I.17), получим уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов при их комптоновских рассеяниях ($\xi^2\gg 1$, $s\gg 1$) на частицах электронного газа.

В результате получим:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c=\sum_{s\simeq\xi^3}s^{\frac{4}{3}}\left\{-g_1nx+g_2\frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[x^6\left(\frac{\partial n}{s\,\partial x}+n+n^2\right)\right]\right\}, \tag{13}$$

где

$$g_1=0.169\frac{mc^2}{a\,k_BT_e},\quad g_2=\frac{0.338}{a^2}. \tag{14}$$

Поскольку $a\gg 1$ (следовательно $s\gg 1$), то в уравнении (13) можно пренебречь вторым членом ($g_2/g_1\ll 1$), после чего будем иметь:

$$n(x,\,y)=n(0)\exp\left(-g_1xy\sum_{s\simeq\xi^3}s^{\frac{4}{3}}\right). \tag{15}$$

Следовательно, плотность фотонов экспоненциально уменьшается во времени, пока их число становится настолько малым, что начинают доминировать однофотонные процессы (комптоновский и тормозной).

4. *Уравнение, описывающее изменение полной энергии обмена.* Уравнение (I.30) описывает изменение во времени полной энергии обмена при распределении фотонов, близком к планковскому, и температуре, отличающейся от электронной. Уточним правомерность рассматриваемой модели при $1\ll\xi^2\leqslant 652.3$. Поток фотонов от единицы поверхности абсолютно черного тела равен: $N_T=PT^3$, где P—постоянная потока фотонов: $P=$ $=1.520334\cdot 10^{11}\frac{\text{фот.}}{\text{см}^2\ \text{с град}^3}$. Плотность фотонов равна: $N_0=\frac{P}{c}T^3$,

поэтому $k_B T = 0.502 \cdot 10^{-4} \left(\frac{N_\circ}{\text{фот см}^{-3}} \right)^{\frac{1}{3}}$ эВ. К примеру, для пульсара NP 0532 имеем $T \simeq 2.2951 \cdot 10^6 \, \xi^{\frac{2}{3}}$ град, $k_B T \simeq 3.3 \cdot 10^{-3} \, mc^2$. В этих условиях модель с планковским распределением вполне пригодна для приближенных аналитических выкладок и оценок. С помощью формул (I.31), (I.32) и (6) для определения фигурирующей в уравнении (I.31) функции $\Gamma(a, H)$ нетрудно получить выражение:

$$\Gamma(a, H) = \frac{1}{a(H-1)} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{4}{3}} \left(-0.057 \frac{mc^2}{k_B T_e} + \frac{19}{a} \right), \tag{16}$$

где $H = \frac{T_e}{T_\gamma}$. Подставляя ее в (I.31), окончательно получим:

$$\frac{\partial U_\gamma}{dt} = U_\gamma \frac{c\sigma_T N_e}{a} \frac{T_e}{T_\gamma} \left(-0.057 + \frac{19}{a} \frac{k_B T_e}{mc^2} \right) \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{4}{3}}. \tag{17}$$

Второй член в скобках уравнения (17) пренебрежимо мал по сравнению с первым. Поэтому заключаем, что при $a \gg 1$, $s \gg 1$ происходит нагрев электронной плазмы.

Все кванты, для которых $x_s^{\bullet} > x_0$ (x_0 дается формулой (I.25)) отбирают энергию у электронов комптоновским механизмом. Используя формулы (I.36), (6) и (7), находим:

$$\langle x_s^{\bullet} \rangle \simeq 5.069 \langle s \rangle, \tag{18}$$

где:

$$\langle s \rangle = \frac{\sum_s s^{\frac{4}{3}}}{\sum_s s^{\frac{1}{3}}}. \tag{19}$$

Для отношения энергетических потерь при комптоновском и тормозном процессах из (I.39) имеем следующую оценку:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dt} \right)_c}{\left(\frac{dE}{dt} \right)_b} = R \ln^2 \frac{4}{\gamma x_0}, \tag{20}$$

где

$$R \simeq 1.267 \langle s \rangle, \ \ln \gamma = 0.577. \tag{21}$$

5. *Уравнение для средней энергии фотона.* Из кинетического уравнения (13) путем умножения обоих частей на энергию фотона и усредняя по импульсам, нетрудно получить уравнение, описывающее изменение во времени средней энергии фотона:

$$t_{\gamma e}\frac{d}{dt}\langle x\rangle = -\langle \varkappa_1 x^2 + \varkappa_2 x^6\rangle - \varkappa_2 \langle\langle x^6\rangle\rangle + 6\varkappa_3\langle x^5\rangle, \tag{22}$$

где $\varkappa_1 = g_1 \sum\limits_s s^{\frac{4}{3}}$, $\varkappa_2 = g_2 \sum\limits_s s^{\frac{4}{3}}$, $\varkappa_3 = g_2 \sum\limits_s s^{\frac{1}{3}}$,

$$\langle x\rangle = \frac{\sum\limits_{\vec{k},\lambda} xn}{\sum\limits_{\vec{k},\lambda} n}, \quad \langle\langle x\rangle\rangle = \frac{\sum\limits_{\vec{k},\lambda} xn^2}{\sum\limits_{\vec{k},\lambda} n}. \tag{23}$$

В уравнении (22), при малых частотах, членами, пропорциональными $\langle x^5\rangle$ и $\langle x^6\rangle$, можно пренебречь. Тогда:

$$t_{\gamma e}\frac{d}{dt}\langle x\rangle = -\varkappa_1\langle x^2\rangle. \tag{24}$$

При условии $\langle x^2\rangle \simeq \langle x\rangle^2$ из (24) получим:

$$\langle x(t)\rangle = \frac{t_{\gamma e}}{\dfrac{t_{\gamma e}}{\langle x(0)\rangle} + \varkappa_1 t}. \tag{25}$$

С помощью формулы (25) можно определить отношение энергетических потерь в момент времени t:

$$\frac{\left(\dfrac{dE}{dt}\right)_c}{\left(\dfrac{dE}{dt}\right)_b} \simeq \frac{\langle s\rangle}{4}\,\frac{t_{\gamma e}}{\dfrac{t_{\gamma e}}{\langle x(0)\rangle} + \varkappa_1 t}\,\ln^2\frac{4}{\gamma x_0}. \tag{26}$$

6. *Нагрев и охлаждение электронного газа.* Для изменения во времени электронной температуры из соотношения (I.50) будем иметь следующее уравнение:

$$k_{\rm B}\cdot\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3}(L_e^+ - L_e^-), \tag{27}$$

где величины, описывающие нагрев и охлаждение электронной плазмы, даются формулами (I.52) и (I.53) соответственно. Из последних, с учетом выражений (6) и (7), нетрудно получить:

$$L_c^+ = \rho_0^+,$$
$$L_c^- = -\rho_0^- + \rho_1^- \, T_e, \tag{28}$$

где

$$\rho_0^+ = \frac{0.338}{\xi^4} \frac{\sigma_T}{mc} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{4}{3}} \int\limits_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} d\omega \left(\hbar\omega U_\omega + \pi^2 c^3 \frac{U_\omega^2}{\omega^2} \right), \tag{29}$$

$$\rho_0^- = c\sigma_T \frac{0.169}{\xi^2} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{4}{3}} \int\limits_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} U_\omega \, d\omega, \tag{30}$$

$$\rho_1^- = c\sigma_T \frac{0.253}{\xi^4} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{1}{3}} \int\limits_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} U_\omega \, d\omega. \tag{31}$$

Для оценки величин (29)—(31) в случае пульсара NP 0532 и радиопульсаров примем конкретную модель, в которой спектральная плотность имеет вид: $U_\omega = 2U_0\omega^{-2}$ [7]. Тогда получим соответственно:

$$N_v \rho_0^+ = 6.52 \cdot 10^{-19} \, U_0 (1 + 4.05 \cdot 10^{20} \, U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \simeq \xi^3} s^{4/3},$$
$$N_v \rho_0^- = 2.46 \cdot 10^{-10} \, U_0 \sum_{s \simeq \xi^3} s^{4/3}, \tag{32}$$
$$N_v \rho_1^- = 9.54 \cdot 10^{-17} \, U_0 \, K^{-1} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{1/3};$$

$$N_v \rho_0^+ = 6.52 \cdot 10^{-17} \, U_0 (1 + 4.05 \cdot 10^{20} \, U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \simeq \xi^3} s^{4/3},$$
$$N_v \rho_0^- = 2.46 \cdot 10^{-10} \, U_0 \sum_{s \simeq \xi^3} s^{4/3}, \tag{33}$$
$$N_v \rho_1^- = 9.54 \cdot 10^{-15} \cdot U_0 \, K^{-1} \sum_{s \simeq \xi^3} s^{1/3}.$$

С помощью (32), (33), (28), (27) находим:

$$\frac{dT_e}{dt} = \rho_0 - \rho_1 \, T_e, \tag{34}$$

где

$$N_v \rho_0 = 1.9 \cdot 10^{-6} \, U_0 \, K \text{ эВ}^{-1} \, (1 + 4.29 \cdot 10^{10} \, U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \simeq \xi^3} s^{\frac{4}{3}},$$

$$N_e\,\rho_1 = 7.4\cdot 10^{-14}\,U_0\,\text{эВ}^{-1}\sum_{s\simeq\xi^3} s^{\frac{1}{3}} \tag{35}$$

для пульсара NP 0532; и:

$$N_e\,\rho_0 = 1.9\cdot 10^{-6}\,U_0\,K\,\text{эВ}^{-1}\,(1 + 4.29\cdot 10^{10}\,U_0\,\text{см}^3\,\text{эВ}^{-1}\,\text{см}^{-1})\sum_{s\simeq\xi^3} s^{\frac{4}{3}},$$

$$N_e\,\rho_1 = 7.4\cdot 10^{-12}\,U_0\,\text{эВ}^{-1}\sum_{s\simeq\xi^3} s^{\frac{1}{3}} \tag{36}$$

для других радиопульсаров. В указанных объектах временная зависимость электронной температуры дается общим решением уравнения (34):

$$T_e(t) = \frac{\rho_0}{\rho_1}\left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_0}\,T_0\right)e^{-\rho_1 t}\right], \tag{37}$$

где $T_0 = T_e(0)$.

7. *Оценки величин некоторых характеристик многофотонной комптонизации для лацертиды OJ 287 и пульсара NP 0532.*

а) Число рассеяний в единице объема и в единичном интервале времени характеризуется следующей частотой:

$$\nu_{cs} = c\sigma_T\,N_e\,\frac{W_s}{c\sigma_T} \simeq 1.99\cdot 10^{-14}\,N_e\,\text{см}^3\,c^{-1}\,\frac{W_s}{c\sigma_T} = \alpha_s\,N_e\,c^{-1}. \tag{38}$$

Отсюда получим оценки: $\alpha_{10} \simeq 2.11\cdot 10^{9\cdot 2}$, $\alpha_{10^2} \simeq 4.54\cdot 10^{9\cdot 2}$, $\alpha_{10^3} \simeq 9.79\cdot 10^{9\cdot 2}$, $\alpha_{2024} \simeq 1.39\cdot 10^{10\cdot 2}$ — для OJ 287 (BL LAC); $\alpha_{10} \simeq 4.44\cdot 10^5$, $\alpha_{10^2} \simeq 9.57\cdot 10^5$, $\alpha_{10^3} \simeq 2.06\cdot 10^6$, $\alpha_{16660} \simeq 5.08\cdot 10^6$ — для NP 0532.

б) Время релаксации фотонов, за счет s-фотонных рассеяний (в единице объема) определяется следующим образом:

$$t^{-1}_{c\gamma s} = c\sigma_T\,N_e\,\frac{k_B\,T_e}{mc^2}\,\frac{W_s}{c\sigma_T} \simeq 3.36\cdot 10^{-24}\,N_e\,T_e\,\frac{W_s}{c\sigma_T}\,\text{см}^3\,\text{с}^{-1}\,\text{град}^{-1} =$$

$$= \beta_s\,N_e\,T_e\,c^{-1}\,\text{град}^{-1}. \tag{39}$$

Тогда: $\beta_{10} \simeq 3.56\cdot 10^{-0.8}$, $\beta_{10^2} \simeq 7.66\cdot 10^{-0.8}$, $\beta_{10^3} \simeq 1.65\cdot 10^{0\cdot 2}$, $\beta_{2024} \simeq 2.35\cdot 10^{0\cdot 2}$ — для OJ 287 (BL LAC);

$\beta_{10} \simeq 7.49\cdot 10^{-5}$, $\beta_{10^2} \simeq 1.62\cdot 10^{-4}$, $\beta_{10^3} \simeq 3.48\cdot 10^{-4}$, $\beta_{16660} \simeq 8.58\cdot 10^{-4}$ для NP 0532.

в) Увеличение времени жизни кванта внутри излучательной области радиусом R из-за s-фотонного рассеяния порядка

$$t_s \simeq 7.6\cdot 10^{-21}\,\tau_s^2/c\sigma_T\,N_e\,s^{\frac{1}{3}}. \tag{40}$$

Здесь оптическая толщина газового слоя от поверхности пульсара до данной точки по S-фотонному комптоновскому рассеянию дается выражением:

$$\tau_s \simeq 1.036\cdot 10^{19}\, \sigma_T\, s^{\frac{1}{3}}\, (r - R)\, N_e \text{ см}^{-3}, \tag{41}$$

а для лацертиды 0J 287 (BL LAC) имеем:

$$\tau_s \simeq 4.92\cdot 10^{23\cdot 2}\, \sigma_T\, s^{\frac{1}{3}}\, (r - R)\, N_e \text{ см}^{-3}. \tag{42}$$

г) Наряду с комптоновскими соударениями, электроны совершают также свободно-свободные переходы в поле ядер, следовательно, систематически подвергаются торможениям. При малой температуре газовой среды, окружающей компактный объект, электроны могут возбуждать и ионизовать атомы. Пусть при электронной температуре T_e плотности электронов и ионов в плазме равны N_e и N_i соответственно. Выражение для энергии, излучаемой в единицу времени вследствие тормозных процессов, можно записать в виде ([14]):

$$\varepsilon_{ff} \simeq 1.43\cdot 10^{-27}\, g\, Z^2\, N_e\, N_i\, T_e^{\frac{1}{2}} \text{ эрг см}^{-3}\text{ с}^{-1}, \tag{43}$$

где Z_e—заряд иона, g—фактор Гаунта. Для времени релаксации функции распределения фотонов имеем:

$$t_b^{-1} = \frac{\varepsilon_{ff}}{U_\gamma}, \tag{44}$$

где плотность энергии излучения дается выражением:

$$U_\gamma = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k},\, \lambda} \hbar\omega n = \frac{\pi^2}{15}\, k_B\, T_e \left(\frac{k_B T_e}{\hbar c}\right)^3. \tag{45}$$

С помощью (43)—(45) получим:

$$t_b^{-1} \simeq 1.88\cdot 10^{-13}\, g Z^2\, N_e\, N_i\, T_e^{-\frac{7}{2}} \text{ с}^{-1}. \tag{46}$$

Эффективность комптонизации, с точки зрения процессов энергообмена, выше эффективности тормозных процессов при

$$\frac{t_{c\gamma s}^{-1}}{t_b^{-1}} \simeq 1.797\cdot 10^{-11}\, g^{-1}\, Z^{-2}\, N_i^{-1}\, T_e^{\frac{9}{2}}\, \frac{W_s}{c\sigma_T} =$$

$$= P_s g^{-1}\, Z^{-2}\, N_i\, T_e^{\frac{9}{2}} \text{ см}^{-3} > 1. \tag{47}$$

Исходя из этого, будем иметь:
$P_{10} \simeq 1.9 \cdot 10^{12.2}$, $P_{10^2} \simeq 4.09 \cdot 10^{12.2}$, $P_{10^3} \simeq 8.84 \cdot 10^{12.2}$, $P_{2921} \simeq 1.26 \cdot 10^{13.2}$ — для OJ 287 (BL LAC);
$P_{10} \simeq 4.01 \cdot 10^8$, $P_{10^2} \simeq 5.76 \cdot 10^8$, $P_{10^3} \simeq 1.86 \cdot 10^9$, $P_{16060} \simeq 4.59 \cdot 10^9$ — для пульсара NP 0532.

В заключение, в качестве другого приложения, рассмотрим вопрос чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды во время γ-вспышки 5 марта 1979 г. Проблема чрезвычайно большой энергии этой вспышки и ее сверхбыстрого освобождения (большой эффективности механизма излучения) остается нерешенной. Создается впечатление, что механизм излучения нарушает предел чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды. При этом светимость должна быть порядка — 10^{44} эрг $с^{-1}$ с максимумом на сравнительно низкой энергии фотонов—кэВ. Если считать, что $L_{0.03\,МэВ} \simeq 3.10^{44}$ эрг $с^{-1}$, $R \simeq 60$ км, то $\xi^2 \simeq 1.65 \cdot 10^{-4}$,

$\frac{W_1}{c\sigma_T} \simeq 1.84 \cdot 10^{27}$ $см^{-3}$, $\frac{W_2}{c\sigma_T} \simeq 3.64 \cdot 10^{23}$ $см^{-3}$, $\frac{W_3}{c\sigma_T} \simeq 8.69 \cdot 10^{10}$ $см^{-3}$.

Теперь предположим, что имеем механизм чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды. Тогда, при $L \simeq 10^{44}$ эрг $с^{-1}$, $\hbar\omega \simeq$ $\simeq 0.48$ кэВ, $R \simeq 60$ км, будем иметь:

$$N_v \simeq 1.41 \cdot 10^{31}\ см^{-3},$$
$$\xi^2 \simeq 63.78. \tag{48}$$

Следовательно: $W_{10}/c\sigma_T \simeq 8.05 \cdot 10^{31}$ $см^{-3}$, $W_{10^2}/c\sigma_T \simeq 1.73 \cdot 10^{32}$ $см^{-3}$, $W_{621}/c\sigma_T = W_{max}/c\sigma_T \simeq 2.98 \cdot 10^{32}$ $см^{-3}$.
Поэтому наиболее вероятным является s ($\simeq \xi^3 \simeq 621$) — фотонное комптоновское вынужденное рассеяние, при котором

$$\hbar\omega' \simeq s\hbar\omega = 0.48\ кэВ \cdot 621 \simeq 0.03\ МэВ. \tag{49}$$

Таким образом, если предположить, что первоначальные фотоны являются квантами чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды, то s ($\simeq$ 621) — фотонное комптоновское вынужденное рассеяние может обеспечить перекачку в область энергий с максимумом около 0.03 МэВ. При этом

$$\alpha_{10} \simeq 1.6 \cdot 10^{18}, \quad \beta_{10} \simeq 2.7 \cdot 10^8, \quad P_{10} \simeq 1.45 \cdot 10^{21},$$
$$\alpha_{10^2} \simeq 3.44 \cdot 10^{19}, \quad \beta_{10^2} \simeq 5.8 \cdot 10^9, \quad P_{10^2} \simeq 3.11 \cdot 10^{21},$$
$$\alpha_{621} \simeq 5.99 \cdot 10^{19}, \quad \beta_{621} \simeq 10^{10}, \quad P_{621} \simeq 5.36 \cdot 10^{22}.$$

Полученные в статье результаты можно резюмировать следующим образом: при интерпретации наблюдательных характеристик некоторого класса астрофизических объектов, таких, как лацертиды B2 1308+32, OJ 287, пульсар NP 0532 и радиопульсары, важную роль играет механизм многофотонного комптоновского рассеяния ($s \gg 1$) на электронах. Вклад этого процесса в формировании спектров и других характеристик указанных объектов намного превышает вклад однофотонных процессов (комптоновского и тормозного). Конечно, при реальных физических условиях, сопутствующих компактным объектам, излучение сосредоточено в узком интервале частот $\delta \ll \Delta\omega_D \leqslant \Delta\omega^*_D$, и телесном угле $\Omega \ll 1$. Если линия круто обрывается с низкочастотной стороны, процесс многофотонного рассеяния не может вывести кванты за пределы первичного профиля, а поскольку рассеяние может происходить лишь в пределах линии, то число участвующих в процессе электронов уменьшается по сравнению со случаем широкого спектра излучения с той же яркостной температурой. Вследствие этого ослабевает передача энергии излучения электронам. Изучению указанных вопросов будут посвящены последующие части настоящей работы.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY EXCHANGE PROCESSES BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT THE INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTRONOMICAL OBJECTS. III

G. T. TER-KAZARIAN

On the basis of the work [1], the particular problem of the relaxation of nonequilibrium isotropic radiation interacting with nondegenerate nonrelativistic electrons due to the multiphoton Compton scattering (parameter of intensity $\xi^2 \gg 1$) is considered in the present paper. The kinetic equation which describes the time evolution of photon distribution function, the equations describing the time evolution of energy exchange, the heating and cooling of electron gas are investigated. The time dependence of electron temperature is obtained. The estimations of various characteristics related to the multicomptonization for compact objects of superhigh luminosity are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Т. Тер-Казарян*, Астрофизика, 21, 3, 1984.
2. *Г. Т. Тер-Казарян*, Астрофизика, 27, 3, 1987.
3. *L. Bassani, A. J. Dean, S. Sembay*, Astron. and Astrophys., 125, 52, 1983.

4. *L. Bassani, A. J. Dean*, Univ. Southampton, Dept. Phys., Southampton S09, 5NH U. K., 1983, p. 7.
5. *R. Ramaty, S. Bonazzola, T. L. Cline, D. Kazanas, P. Meszaros, R. E. Lingenfelter*, Nature, 287, 122, 1980.
6. *R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, R. W. Bussard*, Astrophys. and Space Sci., 75, 193, 1981.
7. *Г. С. Гинзбург*, Успехи физ. наук, 99, 514, 1969.
8. *А. Эйнштейн*, Собрание научных трудов, т. III, Наука, М., 1966, стр. 450.
9. *Н. И. Гольдман*, Ж. эксперим. и теор. физ., 46, 4, 1964.
10. *М. Абрамович, И. Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
11. *А. И. Никишов, В. И. Ритус*, Ж. эксперим. и теор. физ., 46, 2, 1964.
12. *В. И. Ритус, А. И. Никишов*, Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле, Тр. ФИАН СССР, т. III, 1979.
13. *Г. Т. Тер-Казарян*, Докл. АН СССР, 276, 3, 1984.
14. *Л. Спитцер*, Физика полностью ионизованного газа, Мир, М., 1965.