АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26 ИЮНЬ, 1987 ВЫПУСК 3

УДК: 524.7—77

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. I. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ МАКСВЕЛЛОВСКОГО ТИПА ПРИ УСКОРЕНИИ НА РЕЗОНАНСНЫХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛНАХ

А. М. АТОЯН, А. НАГАПЕТЯН

Поступила 14 мая 1986
Принята к печати 2 марта 1987

Для компактных внегалактических радиоисточников, таких, как квазары и ядра активных галактик, предлагается самосогласованная модель плазменного турбулентного реактора, в которой происходит ускорение релятивистских электронов, ответственных за электромагнитное излучение этих объектов, на резонансной ленгмюровской турбулентности тепловой плазмы. Показано, что даже при мизерной доле плотности энергии резонансной турбулентности $W_l^{(res)}$ относительно полной плотности энергии турбулентности $W_l \sim W_H \lesssim nk_BT$ указанный процесс стохастического ускорения релятивистских электронов оказывается доминирующим. Самосогласованное решение задачи с учетом излучательных потерь энергии электронов приводит к установлению спектров релятивистских электронов максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора $\gamma_0 \sim 10^3$.

1. *Введение.* В настоящее время в астрофизической литературе большое внимание уделяется теоретическим и наблюдательным исследованиям внегалактических компактных радиоисточников (КРИ), которые, как правило, совпадают с такими интересными объектами, как квазары и ядра активных галактик (ЯАГ). Проведенные в последние годы исследования больших выборок КРИ выявили значительную степень корреляции интенсивности радиоизлучения в сантиметровом диапазоне с излучением в оптическом и рентгеновском континуумах [1—6]. Поэтому можно предполагать, что выявление механизмов генерации радиоизлучения в КРИ будет способствовать лучшему пониманию физических процессов, происходящих в квазарах и ЯАГ.

Отличительными чертами КРИ являются их малые угловые размеры ($\ll 1''$), высокая яркостная температура $T_{br} \lesssim 10^{12}$ К, переменность в радиодиапазоне с характерным масштабом от недель до нескольких лет,

что соответствует линейным размерам $R \leqslant c\Delta t \sim 10^{17}$—$10^{19}$ см (см., например, обзорные работы [7, 8]). Наиболее важной характеристикой КРИ, отличающей их от протяженных радиоисточников, является плоская форма их спектров. Именно, если для протяженных источников является обычным распределение интенсивности радиоизлучения $F_\nu \propto \nu^\alpha$ с показателем степени $\alpha \simeq -0.75$ (см., например, [9]), то КРИ имеют плоский ($\alpha \simeq 0$) либо инвертированный ($\alpha > 0$) спектры радиоизлучения. Поскольку нет четкой верхней границы линейных размеров КРИ, полезным практическим определением КРИ можно считать его идентификацию по форме радиоспектра, а именно, источник является компактным, если в его спектре наблюдается самопоглощение в области частот выше $\sim 10^8$ Гц [8].

Практически все теоретические модели, призванные объяснить наблюдаемые от КРИ радиоспектры, основаны на синхротронном механизме излучения релятивистских электронов. Однако классическая модель некогерентного однородного синхротронного источника со степенным законом распределения релятивистских электронов, хорошо разработанная для протяженных радиоисточников, в случае КРИ наталкивается на ряд трудностей. В частности, сложно объяснить наблюдаемые от квазаров и ЯАГ плоские радиоспектры с показателем степени $\alpha_r \gtrsim 0$ [4, 10] одновременно с рентгеновскими спектрами с $\alpha_x \simeq -0.7$ [11, 12]. Поэтому в последние годы в литературе начали появляться работы, рассматривающие КРИ как синхротронные источники с максвелловским распределением релятивистских электронов [13—15]. При этом предположении в оптически прозрачной области частот естественным образом возникают плоские радиоспектры, укручающиеся, как это часто и наблюдается, в области миллиметровых длин волн.

Стандартные синхрокомптоновские модели электромагнитного излучения имеют, однако, тот существенный недостаток, что они оставляют открытым вопрос о формировании спектров релятивистских электронов. С этой точки зрения более последовательной является другая нетепловая модель излучения — модель плазменного турбулентного реактора (ПТР) [16—18], в которой считается, что электроны ускоряются за счет поглощения радиоизлучения в магнитном поле (синхротронная реабсорбция), либо при наличии в плазме заметного уровня турбулентности (реабсорбция при комптоновском рассеянии на турбулентности).

В данной работе исследуется вопрос о формировании самосогласованных спектров излучения и спектров релятивистских электронов в ПТР, в котором учитывается также ускорение электронов при индуцированном поглощении резонансных ленгмюровских плазмонов. В следующем разделе получена система самосогласованных уравнений и приведены оценки основных параметров для рассматриваемой модели КРИ. Далее показаны ре-

зультаты численных расчетов спектральной плотности энергии радиоизлучения $W(\omega)$ и спектров релятивистских электронов $f(\gamma)$, где $\gamma \equiv E/mc^2$, и приведены аналитические оценки основных характеристик модели.

2. *Основные соотношения и параметры модели ПТР.* При качественном рассмотрении ПТР обычно делается упрощающее предположение об однородном и изотропном характере распределений как фотонов, так и электронов в источнике. Тогда уравнение для спектральной плотности энергии излучения $W(\omega)$ можно написать в виде

$$\frac{dW(\omega)}{dt} = J(\omega) + \Gamma(\omega)\, W(\omega) + \left[\frac{\partial W(\omega)}{\partial t}\right]_{esc}. \tag{1}$$

Последнее слагаемое в (1) связано с утечкой фотонов из источника. Его можно определить, если учесть, что спектральная убыль энергии излучения $L(\omega)$ (светимость) из источника с радиусом R равна

$$L(\omega) = 4\pi R^2 c \int_0^1 \frac{W(\omega)}{4\pi} \cos\theta\, d\cos\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \pi R^2 c\, W(\omega). \tag{2}$$

Разделив $L(\omega)$ на объем источника, находим

$$\left[\frac{\partial W(\omega)}{\partial t}\right]_{esc} = -\frac{3c}{4R}\, W(\omega). \tag{3}$$

В уравнении (1) $J(\omega)$ есть спектральная мощность спонтанного излучения в единице объема в единичном интервале циклической частоты $d\omega = 2\pi d\nu$ (см. [16]):

$$J(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2 c^3} \int \bar{u}_k f(\gamma)\, d\gamma, \tag{4}$$

а $\Gamma(\omega)$ есть декремент затухания ($\Gamma < 0$) электромагнитных волн в результате их индуцированного поглощения при рассеянии релятивистских электронов с распределением $f(\gamma)$ на различных модах плазменных колебаний:

$$\Gamma(\omega) = \frac{\hbar\omega}{mc^2} \int \bar{u}_k \gamma^2 \frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\frac{f(\gamma)}{\gamma^2}\right] d\gamma. \tag{5}$$

Величина $\bar{u}_k = n(\omega, \gamma)$ есть интенсивность электромагнитного излучения (по числу фотонов) в единицу фазового объема $d\vec{k}/(2\pi)^3$, усредненная по направлениям излучения. В общем случае в $\bar{u}_k$ следует учитывать все воз-

можные виды излучения в плазме. Однако это практически невозможно, и поэтому в рассматриваемой модели предполагаем, аналогично авторам [16—18], что основными процессами, ответственными за радиоизлучение КРИ, являются синхротронное излучение и излучение при комптоновском рассеянии релятивистских электронов на плазмонах. Для обеспечения большей полноты картины, при проведении численных расчетов мы учитываем также тормозное излучение тепловых электронов плазмы.

Для интенсивности синхротронного излучения фотонов релятивистским электроном имеем [16]:

$$u_s(\omega, \gamma) = \frac{2\pi e^2 c^2}{\sqrt{3}\,\hbar\omega^2\gamma^2}\left[1+\left(\frac{\omega_p}{\omega}\gamma\right)^2\right]\int\limits_{\omega/\omega_s}^{\infty} K_{5/3}(x)\,dx \simeq$$

$$\simeq \frac{3\pi e^2 c^2}{\hbar\omega^2}\left(\frac{\omega_H \sin\theta}{\omega\gamma}\right)^{2/3}\exp\left(-\frac{\omega}{\omega_s}\right), \qquad (6)$$

где

$$\omega_s \equiv \frac{3}{2}\frac{\omega_H \sin\theta\gamma^2}{\left[1+\left(\frac{\omega_p}{\omega}\gamma\right)^2\right]^{3/2}}, \qquad (6a)$$

$K_{5/3}$ — функция Макдональда, $\omega_H = eH/mc$ — электронная циклотронная частота, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — электронная плазменная частота, n — плотность тепловых электронов. В дальнейшем при проведении численных расчетов мы проводим усреднение выражения (6) по углу θ между направлением движения релятивистского электрона и направлением магнитного поля $\vec{H}$, считая, что магнитное поле в среднем хаотично по источнику. (Заметим, что в [16] допущена неточность — лишний множитель 2 в знаменателе).

Интенсивность излучения фотонов при комптоновском процессе равна

$$u_c(\omega, \gamma) = \frac{4\pi^3 e^4}{3\omega_p\omega^2 m^2\gamma^2}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{\omega_p\gamma^2}\right)^2\left(1-\frac{2\omega_p\gamma^2}{\omega}\right)\right]\frac{W_l + W_{tr}}{\hbar\omega_p}, \qquad (7)$$

где $\omega_p \ll \omega \leqslant 2\omega_p\gamma^2$, W_l и W_{tr} есть плотности энергий продольных и поперечных плазмонов соответственно.

Как было показано в работе [19], в турбулентной среде энергия турбулентности может быть сосредоточена преимущественно в длинноволновой нерезонансной области, соответствующей $k < \omega_p/c$. На этом основании в [16—18] вообще не рассматривались процессы с участием резонансных ленгмюровских волн. Однако, как будет показано далее, даже при мизерной доле плотности энергии резонансной турбулентности $W_l^{(res)}$ относи-

тельно полной энергии турбулентности W_l ускорение релятивистских электронов происходит преимущественно на $W_l^{(res)}$, что объясняется резонансным характером индуцированного поглощения плазмонов электронами.

Интенсивность черенковского излучения продольных плазмонов релятивистским электроном в резонансной области $k \geqslant \omega_p/c$ равна (см. [16])

$$\overline{u}_k^{(res)} = 2\pi^2 \frac{e^2\omega_p}{\hbar c k^3}. \tag{8}$$

При численных расчетах мы использовали также сечение тормозного излучения тепловым электроном в водородной плазме [20],

$$d\sigma = \frac{3e^6}{8m\hbar c^3\varepsilon} \ln\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\hbar\omega}} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\hbar\omega} - 1}\right)^2 \frac{d\omega}{\omega}, \tag{9}$$

где ε — кинетическая энергия электрона. Соответствующая интенсивность задается из условия $vnd\sigma = \overline{u}_k k^2 dk/2\pi^2$.

Спектр релятивистских электронов описывается уравнением (см. [16])

$$mc^2 \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{\gamma^2 D(\gamma)}{m} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} f) + f P(\gamma) \right], \tag{10}$$

где

$$D(\gamma) = \int \frac{\hbar\omega}{c^2} u(\omega, \gamma) W(\omega) d\omega \tag{11}$$

есть продольный коэффициент диффузии, описывающий ускорение электронов в результате процессов индуцированного поглощения электромагнитного излучения. Коэффициент диффузии D_0 при поглощении резонансных плазмонов вычисляется аналогично (11) (см. формулу (5.15) в [21]):

$$D_0 = \frac{2\pi^2 e^2}{\omega_p} g \varkappa W_l = \text{const}, \tag{12}$$

где

$$g \equiv \frac{\omega_p^3}{c^3 W_l^{(res)}} \int_{\omega_p/c}^{+\infty} k^{-3} W_l(k) dk, \tag{12a}$$

$W_l(k)$ — энергетический спектр ленгмюровских волн, $\varkappa \equiv W_l^{(res)}/W_l$. Величина фактора g зависит от формы спектра $W_l(k)$ в резонансной области $\omega_p/c < k < \lambda_D^{-1}$, где λ_D — дебаевский радиус (при $k > \lambda_D^{-1}$ спектр

$W_l(k)$ экспоненциально заваливается вследствие затухания Ландау). Однако эта зависимость не столь сильная. Так, аппроксимируя $W_l(k) \propto k^{-\nu}$, легко находим, что $g = 0.5$ при $\nu = 4$, а при плоском спектре ($\nu = 0$) $g \sim \sqrt{k_Б T/mc^2} \gtrsim 1/20$ при $T \gtrsim 10^7$ K. В дальнейшем мы будем считать $g = 0.25$, что соответствует $\nu = 2$.

Энергетические потери $P(\gamma)$ состоят в основном из ионизационных потерь P_i и радиационных потерь при синхротронном и комптоновском рассеяниях релятивистских электронов $P_r \propto \gamma^2$:

$$P(\gamma) = P_i(\gamma) + P_r(\gamma), \tag{13}$$

$$P_i(\gamma) = \frac{e^2}{c}\omega_p^2 \Lambda, \tag{13а}$$

$$P_r(\gamma) = \frac{32\pi e^4}{9m^2c^3}\gamma^2(W_H + 0.5\, W_l + W_t). \tag{13б}$$

Кулоновский логарифм Λ в (13а) слабо зависит от γ и для широкой области рассматриваемых нами значений температуры и плотности плазмы находится в области $\Lambda \sim 20$, поэтому в дальнейшем мы полагаем $\Lambda = \text{const}$. Синхротронные потери усреднены по углу θ, а в турбулентных комптоновских потерях ($\propto W_l$) можно считать $W_l \sim W_{lr}$, поскольку происходит интенсивная перекачка энергии между продольными модами плазменной турбулентности [16]. Последнее слагаемое в (13б) соответствует энергетическим потерям релятивистского электрона при обратном комптоновском рассеянии (ОКР) в поле электромагнитного излучения вплоть до рентгеновского диапазона с интегральной плотностью энергии W_t, поэтому в W_t следует учитывать не только вклад из радио-инфракрасной области $W_0 = \int W(\omega)\, d\omega$, где $W(\omega)$ связана с синхротронным и турбулентным комптоновским процессами, но также и плотность энергии излучения W_1, генерируемую при ОКР первого порядка в поле W_0. При этом, поскольку при рассеянии на релятивистском электроне с лоренц-фактором γ происходит эффективное увеличение энергии рассеянного фотона $\omega_1 \sim \omega_0\gamma^2$ [22, 23], а характерное значение $\gamma \gtrsim 100$, то W_1 практически соответствует интегральной плотности энергии непрерывного излучения КРИ в области от оптических до рентгеновских частот. Очевидно, что следующий (второй) порядок ОКР на W_1 приведет к генерации некоторой W_2 в гамма-области. Однако потери релятивистских электронов при рассеянии на гамма-квантах будут существенно подавлены, поскольку они соответствуют уже не томсоновскому пределу, а спадающей части сечения Кляйна-Нишины.

Предполагая, что плотность излучения примерно одинакова всюду по источнику, можно выразить W_1 через W_0 и характерные параметры КРИ, поскольку светимость $L_1 = \pi R^2 c W_1$, а с другой стороны, для оптически тонкого источника L_1 определяется суммой энергетических потерь релятивистских электронов при ОКР в поле W_0, т. е.

$$L_1 = \frac{16\pi}{9} \sigma_T c R^3 n_* \langle \gamma^2 \rangle W_0, \tag{14}$$

где σ_T — томсоновское сечение, n_* — плотность релятивистских электронов, $\langle \gamma^2 \rangle$ — среднее значение γ^2. В результате находим:

$$W_1 = \frac{16}{9} \lambda \tau_T \langle \gamma^2 \rangle W_0, \tag{15}$$

и

$$W_t = W_0 + W_1 = \left(1 + \frac{16}{9} \lambda \tau_T \langle \gamma^2 \rangle\right) W_0, \tag{16}$$

где $\lambda \equiv n_*/n$, $\tau_T = \sigma_T n R$ — томсоновская толщина источника. Таким образом, спектр $f(\gamma)$ оказывается связанным с интегральной плотностью энергии радио-инфракрасного излучения W_0. Для соответствующей спектральной плотности энергии $W(\omega)$ в стационарном случае нетрудно получить из (1) и (3):

$$W(\omega) = \frac{J(\omega)}{|\Gamma(\omega)| + \dfrac{3c}{4R}}, \quad (\Gamma(\omega) < 0). \tag{17}$$

Из уравнения (10) легко найти также стационарную функцию $f(\gamma)$:

$$f(\gamma) = A n_* \gamma^2 \exp\left[-\int_1^{\gamma} \frac{mP(x)}{D(x)}\, dx\right], \tag{18}$$

где коэффициент A вычисляется из условия нормировки $n_* = \int f(\gamma)\, d\gamma$.

Уравнения (17) и (18) с учетом соотношений (4)—(8), (11)—(13) и (16) составляют замкнутую самосогласованную систему, полностью описывающую предлагаемую модель ПТР. Необходимо лишь определить область изменения независимых параметров рассматриваемой однородной модели.

Величину ω_p мы выбирали из области с достаточно широкими пределами $10^6 \leqslant \omega_p \leqslant 10^8$ с$^{-1}$, что коррелирует, в частности, с оценкой плотности тепловых электронов $10^5 \leqslant n \leqslant 10^7$ см$^{-3}$, полученной в [24] для квазаров с широкими эмиссионными линиями. Там же полу-

чены оценки температуры электронов $10^8 \leqslant T \leqslant 10^9$ K в указанных объектах. При вычислениях мы меняли температуру в более широких пределах $T \geqslant 10^7$ K, однако существенной зависимости результирующих спектров от T не было замечено. Параметр $\lambda \equiv n_*/n$ можно оценить, предполагая примерное равнораспределение энергий релятивистских и тепловых электронов, т. е. $k_Б T \sim \lambda mc^2 \langle \gamma \rangle$. Поскольку в нашей модели оказывается, что $\lg \langle \gamma \rangle \simeq 2 \div 4$, то значения $10^{-5} \lesssim \lambda \lesssim 10^{-3}$ находятся в согласии с условием примерного равнораспределения энергий. Этому же условию соответствует значение параметра $q \equiv W_l / W_H = 1$, которое и было использовано при вычислениях.

Величину ω_H можно определить из условия, что плотность энергии магнитного поля $W_H = H^2/8\pi$, как правило, не может превышать теплового уровня $W_T \equiv nk_Б T$. Тогда находим, что

$$\omega_H < \frac{1}{6}\left(\frac{T}{10^8\ \mathrm{K}}\right)^{1/2} \omega_p. \tag{19}$$

Поэтому для указанных выше областей изменения параметров n и T можно считать, что $10^4 \leqslant \omega_H \leqslant 10^7$ с$^{-1}$. Отметим, что соответствующая область изменения магнитного поля $10^{-3} \leqslant H \leqslant 1$ Гс широко обсуждается в литературе.

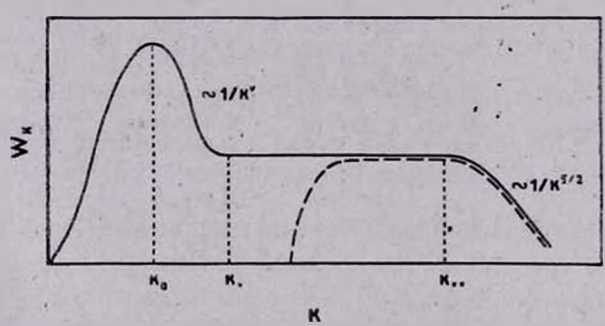

Рис. 1. Схематическое изображение спектра ленгмюровской турбулентности $W_l(k)$ в случае слабого (———) и сильного (— — —) радиационного затухания.

Одним из наиболее важных параметров предлагаемой модели КРИ является $\varkappa \equiv W_l^{(res)}/W_l$, зависящий от спектра ленгмюровской турбулентности. Здесь мы приведем оценку $\varkappa$ лишь для спектра турбулентности, схематически представленного на рис. 1 (сплошная кривая) и полученного в [21] в предельном случае слабого радиационного затухания ленгмюровских волн в предположении, что турбулентность генерируется в резонансной области, а далее переходит в длин-

новолновую область $k < \omega_p/c$ при нелинейном рассеянии на ионах плазмы. Используя приведенные в [21] для k_0, k_* и k_{**} соотношения (4.63), (4.72) и (4.73), для $\varkappa$ получаем оценку

$$\varkappa \gtrsim 10^{-5} \left(\frac{n}{10^8\ \text{см}^{-3}}\right)^{1/4} \left(\frac{T}{10^8\ \text{K}}\right)^{-3/4} \left(\frac{W_l}{W_T}\right)^{-1/2}. \qquad (20)$$

Поскольку $W_l \lesssim W_T$ (иначе произойдет турбулентный нагрев плазмы) и для рассматриваемой модели $n > 10^2$ см$^{-3}$, то значение $\varkappa \sim 10^{-6}$ является нижней границей величины $\varkappa$. Верхней же границей $\varkappa$ для приведенного спектра можно считать $\varkappa \sim 10^{-3}$. Отметим, однако, что эти оценки могут оказаться сильно заниженными, поскольку если предположение о слабом радиационном затухании нарушается, то в длинноволновой области скапливается гораздо меньше плазмонов (см. рис. 1, пунктирная кривая). Кроме того, рассмотренный спектр $W_l(k)$ может осуществляться лишь в случае весьма слабой турбулентности, когда $k_0 l_D > \sqrt{W_l/W_T}$, поскольку в противном случае происходит развитие модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн, приводящей к интенсивной перекачке плазмонов в область коротких длин волн (см., например, [25]). Все это может привести к заметному увеличению $\varkappa$. Однако вычисление спектра $W_l(k)$ является самостоятельной задачей, выходящей за рамки настоящей работы. В данной работе мы в основном рассматривали область $10^{-6} < \varkappa < 10^{-3}$.

3. *Спектры релятивистских электронов максвелловского типа.* Определение самосогласованных спектров электромагнитного излучения $W(\omega)$ и релятивистских электронов $f(\gamma)$ проводилось методом итераций. Для этого необходимо прежде всего задать параметры ω_p, ω_H, $\varkappa$, q, λ, R и T. При этом тепловой уровень $W_T \equiv nk_Б T$ должен быть не ниже уровней магнитной (W_H) и турбулентной (W_l) плотностей энергии. Далее задавалась начальная функция распределения $f^{(0)}(\gamma)$, нормированная на заданное значение n_*, и на основании соотношений (4)—(7) вычислялись $J_s^{(1)}(\omega)$, $J_c^{(1)}(\omega)$, $\Gamma_s^{(1)}(\omega)$ и $\Gamma_c^{(1)}(\omega)$ для синхротронного (s) и комптоновского (c) процессов. После этого, используя (9), учитывались также $J_T(\omega)$ и затухание $\Gamma_T(\omega)$ на тепловых электронах среды, и из (17) определялась спектральная плотность энергии излучения $W^{(1)}(\omega)$ в первом приближении, а также интегральные характеристики $W_0^{(1)}$ и $W_t^{(1)}$ (16). Наконец, с учетом соотношений (6), (7), (11)—(13), находилась первая итерация функции распределения релятивистских электронов $f^{(1)}(\gamma)$, нормированная на заданное n_*. Далее процедура повторялась.

Как видно из уравнения (18), в области, где $D \propto \gamma P$, функция распределения $f \propto \gamma^{-\beta}$. В предыдущих рассмотрениях модели ПТР [16—18] качественные оценки указывали, что для коэффициентов диффузии релятивистских электронов при синхротронном (D_s) и комптоновском (D_c) индуцированном поглощении электромагнитного излучения можно ожидать зависимости $D_{s,c} \propto \gamma^3$ в некотором интервале $\gamma_* < \gamma < \gamma_{**}$. Тогда с учетом радиационных потерь (13б) для показателя степени релятивистских электронов получалось значение $\beta \leqslant 3$ [18].

Рассматриваемая нами модель ПТР отличается тем, что в ней, кроме вышеуказанных коэффициентов диффузии D_s и D_c, учитывается также коэффициент диффузии D_0, определяемый параметром $\varkappa$. Поэтому для $\varkappa \ll 1$ можно было ожидать, что релятивистские электроны будут описываться широкой степенной функцией распределения, как это предполагалось ранее [16—18]. Однако поиск таких решений самосогласованной задачи ПТР привел к отрицательному результату. На рис. 2a, b представ-

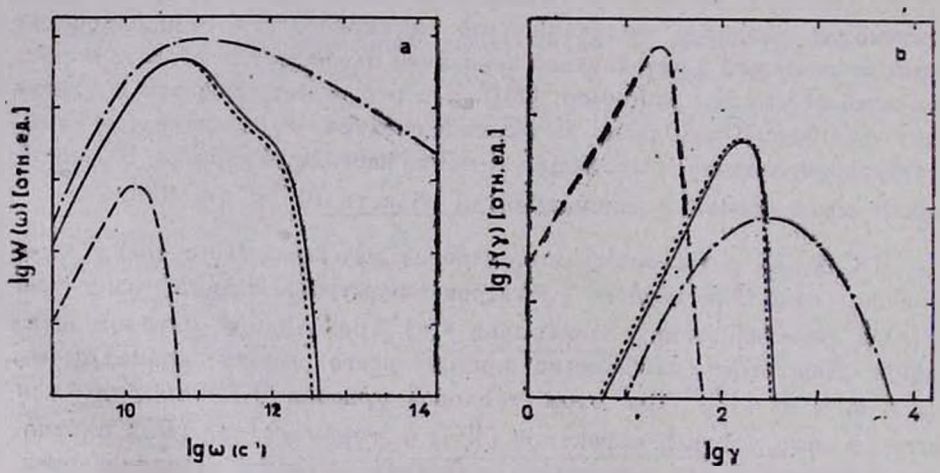

Рис. 2. Сходимости спектральной плотности энергии радиоизлучения $W^{(i)}(\omega)$ и функции распределения электронов $f^{(i)}(\gamma)$ для набора начальных параметров $\omega_p = 10^7$ с$^{-1}$, $\omega_H = 10^6$ с$^{-1}$, $R = 10^{18}$ см, $\lambda = 10^{-4}$, $q = 1$, $T = 10^8$ K и мизерной $\varkappa = 10^{-9}$. a — первая (—·—·—), вторая (— — —), третья (·····), четвертая (———) итерации спектра $W(\omega)$; b — первая (— — —), вторая (·····) и третья (———) итерации функции $f(\gamma)$; начальная (—·—·—) функция $f^{(0)}(\gamma) \propto \gamma^2/(500+\gamma)^5$.

лены результаты последовательных итераций функций $W^{(i)}(\omega)$ и $f^{(i)}(\gamma)$ для параметров $\omega_p = 10^7$ с$^{-1}$, $\omega_H = 10^6$ с$^{-1}$, $R = 10^{18}$ см, $\lambda = 10^{-4}$, $q = 1$, $T = 10^8$ K и мизерной величине $\varkappa = 10^{-9}$. Как видно из приведенных

рисунков, 4-ая итерация практически совпадает с 3-ей, что свидетельствует о высокой степени сходимости указанной выше итерационной процедуры. При этом в качестве начальной была выбрана функция $f^{(0)} \propto \gamma^2/(500+\gamma)^5$, переходящая в степенную функцию $\propto \gamma^{-3}$ при $\gamma \gg 500$. Однако уже первая итерация имеет форму распределения максвелловского типа с характерным максимумом в области некоторого γ_0 и резким завалом в области $\gamma > \gamma_0$. Дальнейшие итерации приводят лишь к уточнению величины γ_0, не меняя формы спектра.

Этот несколько неожиданный результат связан прежде всего с тем, что даже при ничтожно малой величине $\varkappa$ ускорение релятивистских электронов происходит преимущественно за счет индуцированного поглощения резонансных ленгмюровских плазмонов, а не за счет поглощения электромагнитного излучения. В этом можно убедиться, сравнивая коэффициенты диффузии D_s и D_c с D_0. Как будет показано во второй части работы, спектр $W(\omega)$ может быть аппроксимирован как $W(\omega_R)(\omega/\omega_R)^2$ в оптически непрозрачной области частот $\omega < \omega_R$, а в области $\omega > \omega_R$ спектр либо плоский, либо убывающий. Тогда, используя (7) и (11), нетрудно получить, что в области $\gamma < \gamma_c \equiv \sqrt{\omega_R/\omega_p}$ коэффициент диффузии D_c возрастает как γ^2:

$$D_c(\gamma) \simeq \frac{\pi^2 e^2}{\omega_p} W_l \cdot \frac{W(\omega_R)\,\omega_R}{\gamma_c^4 nmc^2}\left(\frac{\gamma}{\gamma_c}\right)^2. \tag{21}$$

D_c достигает максимума при $\gamma \sim \gamma_c$, а далее падает $\propto \gamma^{-2}$. Сравнивая (21) с (12), легко заметить что D_0 может быть значительно выше D_c даже при $\varkappa \ll 1$, поскольку в КРИ, как правило, $W(\omega_R)\,\omega_R \ll nmc^2$, а $\gamma_c \gtrsim 10^2$. Заметим, что две степени γ_c в знаменателе (21) обязаны зависимости $u_c(\omega, \gamma) \propto \gamma^{-2}$ и еще две степени γ_c возникают от ω_R при переходе от $W(\omega_R)$ к характерной интегральной плотности энергии $W(\omega_R)\,\omega_R$. Выражая последнее через наблюдательную величину — светимость, $L_R = \pi R^2 c\, W(\omega_R)\,\omega_R$, в области частот $\omega \sim \omega_R$, находим, что $D_0 > D_c$ при всех γ, если

$$\varkappa \gtrsim 10^{-9} L_{R.42}\, R_{18}^{-2}\, \omega_{R.10}^{-2}. \tag{22}$$

Здесь $A_n \equiv A/10^n$, при этом размерные величины подразумеваются в системе единиц СГС, например, $R_{18} \equiv R/10^{18}$ см, а $\omega_{R.10} \equiv \omega_R/10^{10}$ с$^{-1}$.

Оценка синхротронного коэффициента диффузии D_s приводит к выражению, аналогичному (21), с той разницей, что $D_s \propto W_H$, а максимум D_s достигается при $\gamma \sim \gamma_s \equiv \sqrt{\omega_R/\omega_p}$. В результате можно получить, что при

$$\varkappa \gtrsim 10^{-7} L_{R.43} R_{1s}^{-2} \omega_{R.10}^{-2} q \frac{\omega_p}{10\,\omega_H} \tag{23}$$

коэффициент диффузии $D_0 \gtrsim D_s$ при любых γ.

Таким образом, даже при незначительной величине $\varkappa$ практически для всех γ можно считать $D(\gamma) \simeq D_0 = \text{const}$. Тогда из соотношений (13) и (18) легко находим аналитический вид спектра релятивистских электронов:

$$f(\gamma) = A n_* \gamma^2 \exp\left[-\frac{m}{D_0}\left(P_i + \frac{1}{3} P_r\right)\gamma\right]. \tag{24}$$

Отсюда следует, что $f \propto \gamma^2$ для $\gamma < \gamma_0$, где γ_0 определяется из условия

$$\frac{m}{D_0}\left[P_i + \frac{1}{3} P_r(\gamma_0)\right]\gamma_0 = 1. \tag{25}$$

В области же $\gamma > \gamma_0$ функция f резко спадает — либо как $\exp(-\gamma/\gamma_0)$ (распределение Максвелла), если $P_r(\gamma_0) \ll P_i$, либо как $\exp(-\gamma/\gamma_0)^3$ (распределение максвелловского типа), если $P_r(\gamma_0) \gtrsim P_i$. Используя выражения (13а) и (13б), находим значение лоренц-фактора γ_1, при котором радиационные и ионизационные энергетические потери сравниваются:

$$\gamma_1 = 36\left(\frac{10^8\,\text{K}}{T}\right)^{1/2}\left[(1 + 0.5q + s)\frac{W_H}{W_T}\right]^{-1/2}, \tag{26}$$

где $s \equiv W_i / W_H$. Из (26) следует, что в области $\gamma \gtrsim 100$ радиационные энергетические потери являются преобладающими. Следовательно, чисто экспоненциальное падение f после достижения максимума при $\gamma \sim \gamma_0$ может наблюдаться лишь в случае $\gamma_0 \ll 100$. В большинстве же случаев оказывается, что $\gamma_0 > 100$. Действительно, пренебрегая в уравнении (26) ионизационными потерями, для γ_0 получаем оценку

$$\gamma_0 = 3 \cdot 10^3\, n_6^{-1/6} \varkappa_{-5}^{1/3}\left(\frac{q}{1 + 0.5q + s}\right)^{1/3}. \tag{27}$$

Как видно из (27), зависимость γ_0 от n, q, s и $\varkappa$ достаточно слабая. Поэтому можно утверждать, что для указанных выше областей изменения этих параметров в рассматриваемой нами модели КРИ характерное значение $\gamma_0 \sim 10^3$, что подтверждается также и численными расчетами (см. рис. 3). Отметим, что в наиболее активных КРИ, таких, как квазары и ЯАГ, плазма может быть радиационно доминированной, и величина $s \gg 1$, что может приводить к некоторому уменьшению γ_0. Однако даже в этом случае $\gamma_0 > 10^2$ (см. часть II). В этом

случае релятивистские электроны описываются функцией распределения максвелловского типа

$$f(\gamma) \propto \gamma^2 e^{-(\gamma/\gamma_0)^2}. \tag{28}$$

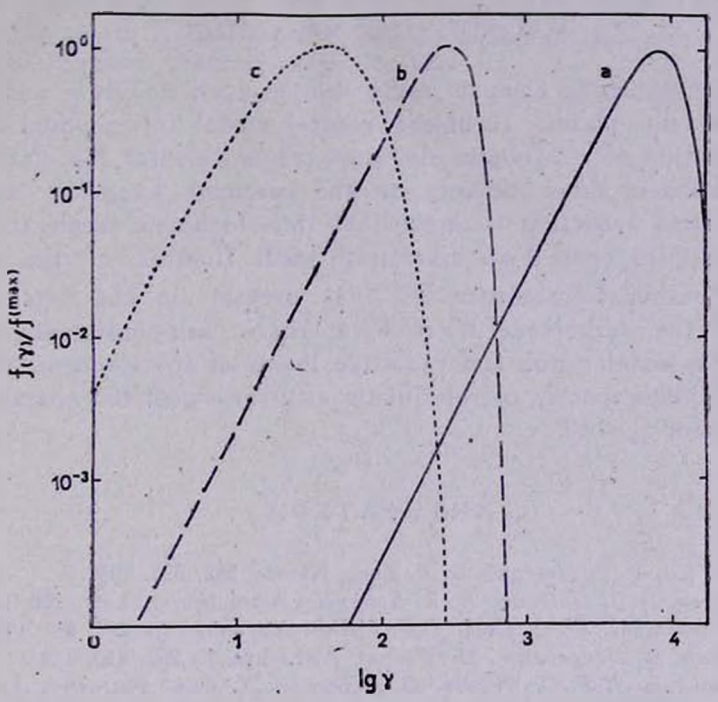

Рис. 3. Функции распределения релятивистских электронов $f(\gamma)$ для различных наборов параметров модели ПТР: a — (———) $\omega_p = 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_H = 10^3$ с$^{-1}$, $R = 10^{19}$ см, $\lambda = 10^{-5}$, $\varkappa = 10^{-6}$; b — (— — —) $\omega_p = 10^7$ с$^{-1}$, $\omega_H = 10^4$ с$^{-1}$, $R = 10^{20}$ см, $\lambda = 10^{-4}$, $\varkappa = 10^{-4}$, c — (· · · ·) $\omega_p = 10^7$ с$^{-1}$, $\omega_H = 10^3$ с$^{-1}$, $R = 10^{19}$ см, $\lambda = 10^{-3}$, $\varkappa = 10^{-6}$. Во всех вариантах $T = 10^8$ K и $q = 1$.

Как следует из этого выражения, спектр релятивистских электронов (28) спадает в области $\gamma < 100$. Такое поведение $f(\gamma)$ хорошо согласуется с выводами, сделанными в [13, 14] из наблюдательного факта отсутствия заметного фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения КРИ. Как будет показано во второй части данной работы, полученное распределение релятивистских электронов может обеспечить как наблюдаемые от КРИ плоские спектры радиоизлучения, так и высокие значения яркостной температуры $T_{br} \sim 10^{11} \div 10^{13}$ K [8].

Ереванский государственный
университет

COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. I. FORMATION OF MAXWELL-LIKE SPECTRA OF RELATIVISTIC ELECTRONS AT THE ACCELERATION ON THE RESONANT LANGMUIR WAVES

A. M. ATOYAN, A. NAHAPETIAN

For extragalactic compact radio sources such as QSOs and AGNs a self-consistent plasma turbulent reactor model is proposed wherein the acceleration of relativistic electrons responsible for the electromagnetic radiation of these objects on the resonant Langmuir waves in thermal plasma occurs. It is shown that this stochastic acceleration process is dominant even if an extremely small fraction of the energy density of resonant turbulence $W_l^{(res)}$ is present in the total energy density of the turbulence $W_l \sim W_H \lesssim nk_BT$. Self-consistent consideration of the acceleration and radiative losses of the electrons leads to the Maxwell-like spectra of relativistic electrons with the characteristic Lorentz-factor $\gamma_0 \sim 10^3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. H-M. Ku, D. J. Helfand, L. B. Lucy*, Nature, 288, 323, 1980.
2. *F. N. Owen, D. J. Helfand, S. R. Spangler*, Astrophys. J., Lett., 250, L55, 1981.
3. *G. R. Blumenthal, W. C. Keel, J. S. Miller*, Astrophys. J., 257, 499, 1982.
4. *D. J. Ennis, G. Neugebauer, M. Werner*, Astrophys. J., 262, 450, 1982.
5. *H. Tananbaum, J. F. C. Wardle, G. Zamorani, Y. Avni*, Astrophys. J., 268, 60, 1983.
6. *G. Fabbiano, L. Miller, G. Trinchieri, M. Longair, M. Elvis*, Astrophys, J., 277, 115, 1984.
7. *M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees*, Rev. Mod. Phys., 56, 255, 1984.
8. *K. I. Kellerman, I. I. K. Pauliny-Toth*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 19, 373, 1981.
9. *А. Пахольчик*, Радиогалактики, Мир, М., 1980.
10. *R. Landau, T. W. Jones, E. E. Epstein, G. Neugebauer, B. T. Soifer, M. W. Werner, J. J. Puschell, T. J. Bolonek*, Astrophys. J., 268, 68, 1983.
11. *R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Baity, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson*, Astrophys. J., 269, 423, 1983.
12. *D. M. Worrall, F. E. Marshall*, Astrophys. J., 276, 434, 1984.
13. *J. F. C. Wardle*, Nature, 269, 563, 1977.
14. *T. W. Jones, P. E. Hardee*, Astrophys. J., 228, 268, 1979.
15. *S. S. Spangler*, Astrophys. Lett., 20, 123, 1980.
16. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
17. *В. Н. Цытович, А. С. Чихачев*, Астрон. ж., 46, 486, 1969.
18. *C. A. Norman, D. Ter Haar*, Phys. Repts, 17, 307, 1975.

19. *С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович*, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 977, 1968.
20. *В. Гайтлер*, Квантовая теория излучения, ГТТИ, М., 1940.
21. *В. Н. Цытович*, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
22. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, Ж. эксперим. и теор. физ., 26, 1865, 1964.
23. *G. R. Blumenthal, R. J. Gould*, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
24. *J. H. Krolik, G. F. McKee, G. B. Tarter*, Astrophys. J., 249, 422, 1981.
25. *В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко*, в сб. «Основы физики плазмы», ред. Р. З. Сагдеев, М. Н. Розенблют, Энергоатомиздат, М., 1984.