

РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛАЗМЕ С МАГНИТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

*Ф. А. Уртъев**, *К. Ю. Платонов*

*Санкт-Петербургский политехнический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Г. Д. Флейшман

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

*National Radio Astronomy Observatory
VA22903, Charlottesville, USA*

Поступила в редакцию 19 мая 2005 г.

Вычислен спектр резонансного переходного излучения, генерируемого быстрой заряженной частицей, движущейся в плазме с мелкомасштабными случайными неоднородностями магнитного поля. Определены условия, при которых данный вид переходного излучения доминирует над переходным излучением на неоднородностях плотности плазмы. Обсуждаются возможные приложения резонансного переходного излучения в космических и геофизических условиях.

PACS: 94.20.-y, 95.30.Qd

1. ВВЕДЕНИЕ

Нетепловое излучение космических объектов (начиная с ближайших источников, находящихся в солнечной системе, включая геопространство, вплоть до весьма удаленных объектов, например, источников космологических гамма-всплесков) возникает при движении быстрых, в том числе ультрарелятивистских, частиц в неоднородной турбулентной магнитоактивной плазме. Хорошо известно [1], что свойства нетеплового излучения, генерируемого в турбулентной плазме, существенно отличаются от случая однородной среды. В частности, наличие мелкомасштабных неоднородностей диэлектрической проницаемости среды, которые могут обеспечиваться случайными неоднородностями плотности плазмы и/или магнитного поля, приводит к генерации переходного излучения [2].

Спектр переходного излучения, генерируемого

быстрыми частицами в плазме с неоднородностями плотности, содержит мощный пик, называемый резонансным переходным излучением [3], вблизи электронной плазменной частоты $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N_0 e^2 / m}$, где N_0 — концентрация тепловых электронов, e и m — заряд и масса электрона. Происхождение этого пика связано с тем, что отклик любой системы (в нашем случае — плазмы) на внешнее возмущение (быстрая частица) оказывается наибольшим в области собственных резонансных частот системы (плазменная частота). Естественно ожидать поэтому, что и в спектре переходного излучения на неоднородностях магнитного поля [4] будет наблюдаться аналогичный резонансный пик вблизи плазменной частоты, который мы для краткости назовем магнитным резонансным переходным излучением. В данной статье вычисляется спектр этого излучения и обсуждается его роль в ряду других конкурирующих механизмов излучения, включая обычное резонансное переходное излучение на неоднородностях плотности плазмы.

*E-mail: urtiew@mail.ru

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Спектр переходного излучения может быть вычислен как интенсивность излучения тока $\mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}}^m$, возникающего под действием поля внешней быстрой частицы [2, 5]:

$$I_{\omega, \mathbf{n}}^R = (2\pi)^6 \frac{\omega^2 \varepsilon^{1/2}}{c^3 T} \langle |\mathbf{n} \times \mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}}^m|^2 \rangle. \quad (1)$$

Здесь $I_{\omega, \mathbf{n}}^R$ — энергия, излучаемая в единицу времени в расчете на единичный интервал частот ω в единичный телесный угол, $\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $T \rightarrow \infty$ — время движения быстрой частицы, c — скорость света, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении излучения.

Выражение (1) справедливо в изотропной плазме. При наличии магнитного поля (в частности, мелкомасштабных неоднородностей магнитного поля), плазма становится гиротропной, т. е. анизотропной, средой. Поэтому применимость выражения (1) к вычислению излучения в плазме с магнитными неоднородностями ограничена условием слабой гиротропии $\omega_{st} \ll \omega_{pe}$, где $\omega_{st}^2 = e^2 \langle B_{st}^2 \rangle / (m^2 c^2)$, $\langle B_{st}^2 \rangle$ — средний квадрат величины магнитного поля (включающего, вообще говоря, как случайную, так и регулярную составляющие), которое в дальнейшем будем считать выполненным.

Величину фурье-компоненты тока $\mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}}^m$ электронов среды, наводимого полем $\mathbf{E}_{q_0, \mathbf{q}}^Q$ быстрой частицы в плазме с неоднородностями плотности и магнитного поля, легко найти из решения кинетического уравнения по теории возмущений [1, 2, 5]:

$$\mathbf{j}_{\omega, \mathbf{k}}^m = \frac{ie^2}{m\omega} \int d^3 k' d\omega' \mathbf{E}_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^Q \delta N_{\omega', \mathbf{k}'} - \frac{e^3 N_0}{m^2 c \omega^2} \int d^3 k' d\omega' \mathbf{E}_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^Q \times \delta \mathbf{B}_{\omega', \mathbf{k}'}, \quad (2)$$

где $\delta N_{\omega', \mathbf{k}'}$ и $\delta \mathbf{B}_{\omega', \mathbf{k}'}$ — фурье-компоненты соответственно неоднородностей плотности и магнитного поля плазмы.

Резонансное переходное излучение, генерируемое током, зависящим от неоднородностей плотности (первый член в (2)), рассматривалось в работах [3, 5], тогда как переходное излучение на магнитных неоднородностях на частотах много выше плазменной частоты исследовано в работе [4]. Здесь мы проанализируем резонансный вклад в излучение на частотах вблизи плазменной частоты, связанный

со вторым членом в выражении (2). Обратим внимание на то, что векторная структура двух членов в (2) не одинакова (поскольку δN — скалярная, а $\delta \mathbf{B}$ — векторная величина), поэтому результаты, полученные для резонансного переходного излучения на неоднородностях плотности, не могут быть механически перенесены на случай неоднородностей магнитного поля.

Квазистационарное электрическое поле $\mathbf{E}_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^Q$, создаваемое током частицы

$$\mathbf{j}_{q_0, \mathbf{q}}^Q = \frac{Q\mathbf{v}}{(2\pi)^3} \delta(q_0 - \mathbf{q}\mathbf{v}), \quad (3)$$

движущейся равномерно и прямолинейно, где Q и \mathbf{v} — заряд и скорость частицы, выражается через этот ток посредством продольной и поперечной функций Грина. Однако, поскольку вблизи ω_{pe} фазовая скорость v_{ph} поперечных волн значительно больше скорости света c , то $v/v_{ph} \ll 1$, и для любых $v < c$ при вычислении интенсивности резонансного переходного излучения с точностью до $(v/v_{ph})^2$ достаточно ограничиться вкладом продольного по отношению к вектору $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$ поля быстрой частицы, т. е. учитывать только продольную функцию Грина. При этом [3] диэлектрическая проницаемость, входящая в выражение для продольного поля, должна быть записана с учетом пространственной дисперсии плазмы

$$\varepsilon(q_0, \mathbf{q}) = \varepsilon(q_0) - 3\mathbf{q}^2 d^2 + i\varepsilon'',$$

где $d = v_T/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус экранирования, v_T — тепловая скорость электронов фоновой плазмы, а ε'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости. Таким образом, выражение для поля $\mathbf{E}_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^Q$ принимает вид

$$E_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{Q,i} = - \frac{4\pi i (\mathbf{k} - \mathbf{k}')_i (\mathbf{k} - \mathbf{k}')_j}{\omega (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 ([\varepsilon(\omega - \omega') - 3(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 d^2]^2 + i\varepsilon'')} \times \frac{Q v_j}{(2\pi)^3} \delta[(\omega - \omega') - (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{v}]. \quad (4)$$

Подставив соотношение (2) в (1), получим выражение для интенсивности излучения в виде

$$I_{\omega, \mathbf{n}}^R = (2\pi)^6 \frac{\omega^2 \varepsilon^{1/2}}{c^3 T} e_{\alpha k_1 l_1} e_{\alpha k_2 l_2} \left(\frac{e^3 N_0}{m^2 c \omega^2} \right)^2 \times \int d^3 k' d^3 k'' d\omega' d\omega'' n_{k_1} n_{k_2}^* e_{l_1 \beta_1 \gamma_1} e_{l_2 \beta_2 \gamma_2} \times \times E_{\omega-\omega', \mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{Q, \beta_1} E_{\omega-\omega'', \mathbf{k}-\mathbf{k}''}^{*Q, \beta_2} \left\langle \delta B_{\omega', \mathbf{k}'}^{\gamma_1} \delta B_{\omega'', \mathbf{k}''}^{* \gamma_2} \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь «*» означает комплексное сопряжение, $d^3k' = k'^2 dk' d\varphi d\cos\vartheta$, ϑ — угол между вектором \mathbf{k}' и вектором скорости \mathbf{v} частицы.

Результат преобразований выражения (5) зависит от статистических свойств случайного магнитного поля. Рассмотрим модель, в которой случайное поле является квазистатическим, статистически однородным и состоит из случайных волн с изотропным распределением волновых векторов:

$$\begin{aligned} & \langle \delta \mathbf{B}_{\mathbf{k}', \omega'}^\alpha, \delta \mathbf{B}_{\mathbf{k}'', \omega''}^{\beta*} \rangle = \\ & = |\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'') \delta(\omega' - \omega'') \delta(\omega') \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k'_\alpha k'_\beta}{k'^2} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Тогда суммирование тензорных множителей в (5) по дважды повторяющимся индексам (см. Приложение 1), приводит к результату

$$\begin{aligned} I_{\omega, \mathbf{n}}^R &= \frac{8\pi Q^2 \varepsilon^{1/2}}{c^5} \left(\frac{e^3 N_0}{m^2 \omega^2} \right)^2 \times \\ & \times \int k'^2 dk' \frac{|\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 \omega^2 \delta[\omega - (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{v}]}{(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^4 \{[\varepsilon(\omega) - 3(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 d^2]^2 + \varepsilon''^2\}} \times \\ & \times \{[\mathbf{n} \times \mathbf{k}']^2 + 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')^2\} d\varphi d\cos\vartheta, \end{aligned} \quad (7)$$

сходному по структуре с выражением для интенсивности резонансного переходного излучения [5]. Однако в полученном выражении, в отличие от формулы (180) работы [5], появился дополнительный положительный член (удвоенный квадрат скалярного произведения в фигурных скобках) по сравнению с аналогичным выражением для случая резонансного переходного излучения на неоднородностях плотности, что является следствием различия микроскопических токов плазмы, порождаемых неоднородностями ее плотности и магнитного поля.

При вычислениях излучения с принятой точностью (до $(v/v_{ph})^2$) следует пренебречь \mathbf{k} по сравнению с \mathbf{k}' везде, кроме резонансного знаменателя, так как $\varepsilon(\omega) \ll 1$ и $k \ll k'$ (длина волны много больше характерных размеров неоднородностей) на рассматриваемых частотах. Проинтегрируем полученное выражение по азимутальному углу вектора \mathbf{k}' и по углам вектора \mathbf{n} с учетом δ -функции (фактически вместо интегрирования по углам вектора \mathbf{n} удобно выполнить интегрирование по углам вектора скорости частицы, поскольку эти два интегрирования в изотропном случае эквивалентны друг другу), т. е. найдем энергию, излучаемую в полный телесный угол:

$$\begin{aligned} I_\omega^R &= \frac{32\pi^3 Q^2 \varepsilon^{1/2}}{v c^5} \left(\frac{e^3 N_0}{m^2 \omega} \right)^2 \int_{\omega/v}^\infty \frac{dk'}{k'} |\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 \times \\ & \times \int_{-1}^1 \frac{(1 + \cos^2 \vartheta) d\cos\vartheta}{[\varepsilon(\omega) + 6kk'd^2 \cos\vartheta - 3k'^2 d^2]^2 + \varepsilon''^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

После разбиения подынтегрального выражения на простейшие дроби и интегрирования по углу ϑ получим

$$I_\omega^R = \frac{32\pi^3 e^6 N_0^2 Q^2 \varepsilon^{1/2}}{v \omega^2 m^4 c^5} \int_{\omega/v}^\infty \frac{dk'}{k'} |\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 \frac{\mathcal{L}_\vartheta}{36k^2 k'^2 d^4}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\vartheta &= 2 - a \ln \frac{(1+a)^2 + b^2}{(a-1)^2 + b^2} + \frac{1+a^2-b^2}{b} \times \\ & \times \left[\pi\theta(1-a^2-b^2) + \operatorname{arctg} \frac{2b}{a^2+b^2-1} \right], \quad (10) \\ a &= \frac{3k'^2 d^2 - \varepsilon(\omega)}{6kk'd^2}, \quad b = \frac{\varepsilon''}{6kk'd^2}, \end{aligned}$$

$\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Выражение для \mathcal{L}_ϑ отличается от аналогичного (J_ϑ в формуле (181) работы [5]) для резонансного переходного излучения на неоднородностях плотности знаком у членов, образовавшихся в результате интегрирования $\cos^2 \vartheta$ в числителе дроби в выражении (8), поскольку, в отличие от формулы (181) [5], в числителе выражения (8) стоит не $1 - \cos^2 \vartheta$, а $1 + \cos^2 \vartheta$.

Упростим полученное выражение (10) для \mathcal{L}_ϑ способом, предложенным в работе [3], т. е. будем рассматривать только ту область параметров, в которой не выполнено условие излучения Вавилова–Черенкова для продольных плазменных волн, $a^2 + b^2 \geq 1$. В этом случае член $\pi\theta(1-a^2-b^2)$ исчезает, так что

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\vartheta &= 2 - a \ln \frac{(1+a)^2 + b^2}{(a-1)^2 + b^2} + \\ & + \frac{1+a^2-b^2}{b} \operatorname{arctg} \frac{2b}{a^2+b^2-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Разложим полученное выражение для \mathcal{L}_ϑ в ряд по степеням $1/a$, который сходится в круге $1/|a| < 1$ (см. Приложение 2):

$$\mathcal{L}_\vartheta \approx \left(\frac{8}{3a^2} + \frac{16}{5a^4} \right) \theta(a^2 - 1). \quad (12)$$

При $a \sim 1$ оба члена этого разложения одного порядка величины. Однако, поскольку при $|a| > 1$ вклад

в интегралы члена $1/a^4$ оказывается существенно меньше вклада члена $1/a^2$, в дальнейшем ограничимся учетом лишь первого члена разложения (12); наибольшая ошибка этого приближения составляет 60 %.

Подстановка первого члена разложения (12) в выражение (9) позволяет выразить интенсивность магнитного резонансного переходного излучения через однократный интеграл от спектра магнитных неоднородностей:

$$I_{\omega}^R = \frac{256\pi^3 e^6 N_0^2 Q^2 \varepsilon^{1/2}}{3v\omega^2 m^4 c^5} \times \int_{\omega/v}^{\infty} \frac{dk'}{k'} \frac{|\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 \theta(a^2 - 1)}{[3k'^2 d^2 - \varepsilon(\omega)]^2}. \quad (13)$$

Последующие вычисления не могут быть выполнены в общем виде, а требуют конкретизации спектра случайного магнитного поля. Рассмотрим степенную зависимость

$$|\delta B|_{\mathbf{k}'}^2 = \frac{\nu - 1}{4\pi} \frac{k_0^{\nu-1} \langle \Delta B^2 \rangle}{k'^{\nu+2}}, \quad (14)$$

аналогичную спектру неоднородностей плотности, использованному в работе [5]. Тогда

$$I_{\omega}^R = \frac{64\pi^2(\nu - 1)}{27} \frac{e^6 N_0^2 Q^2 \varepsilon^{1/2}}{v\omega^2 m^4 c^5} \times k_0^{\nu-1} \langle \Delta B^2 \rangle \left(\frac{v}{\omega}\right)^{\nu+2} \left(\frac{v}{\omega d}\right)^4 \int_1^{\infty} \frac{d\mu \theta(a^2 - 1)}{\mu^{\nu+3} (\mu^2 - \alpha)^2}, \quad (15)$$

где

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{3} \left(\frac{v}{\omega d}\right)^2 \approx \frac{\varepsilon}{3} \left(\frac{v}{v_T}\right)^2$$

и введена безразмерная переменная $\mu = k'v/\omega$.

Аналогичное по структуре выражение, но с другим множителем перед интегралом, анализировалось в работах [3, 5], поэтому мы можем сразу представить интенсивность магнитного резонансного переходного излучения в форме, сходной с интенсивностью резонансного переходного излучения [5]:

$$I_{\omega}^R = \frac{64\pi^2(\nu - 1)}{3(\nu + 2)} \frac{e^6 N_0^2 Q^2}{v\omega^2 m^4 c^5} \times k_0^{\nu-1} \langle \Delta B^2 \rangle \left(\frac{v}{\omega}\right)^{\nu+2} F(\alpha), \quad (16)$$

где

$$F(\alpha) \equiv \frac{(\nu + 2)\varepsilon^{1/2}}{9} \left(\frac{v}{\omega d}\right)^4 \int_1^{\infty} \frac{d\mu \theta(a^2 - 1)}{\mu^{\nu+3} (\mu^2 - \alpha)^2}. \quad (17)$$

Приближенное выражение для функции $F(\alpha)$, вычисленное аналитически для случая $\nu = 2$, приведено в работе [5], уравнение (189), здесь же выпишем более точное выражение:

$$F(\alpha) = 2\varepsilon^{-3/2} \times \left\{ \frac{1}{\alpha} \left[\frac{1}{1-\alpha} + 2 + \frac{\alpha}{2} + \frac{3}{\alpha} \ln(1-\alpha) \right] \theta(\omega_1 - \omega) + \frac{1}{\alpha^2} \frac{c}{2\sqrt{3}v_T} \left(1 - \frac{6\sqrt{3}v_T}{c} \ln \frac{c}{2\sqrt{3}v_T} + \frac{5\sqrt{3}v_T}{c} \right) \times \theta(\omega - \omega_1) \theta(\omega_2 - \omega) + \left[\frac{1}{\alpha^2} \frac{c}{\sqrt{3}v_T} + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{1-\alpha} + 2 + \frac{\alpha}{2} + \frac{3}{\alpha} \ln(\alpha-1) \right) \right] \times \theta(\omega - \omega_2) \right\}, \quad (18)$$

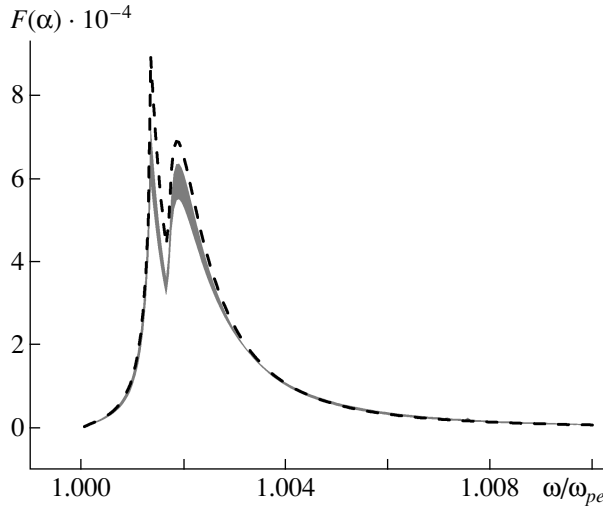
где

$$\omega_{1,2} = \omega_{pe} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_T}{v}\right)^2 \left(1 \mp \frac{2\sqrt{3}v_T}{c} \right) \right]. \quad (19)$$

Выражение (18) отличается от формулы (189) работы [5] наличием слагаемого $5\sqrt{3}v_T/c$ при $\omega_1 < \omega < \omega_2$, вклад которого имеет тот же порядок малости, что и вклад логарифмического члена. На рисунке приведены графики функции $F(\alpha)$, определяющей спектр магнитного резонансного переходного излучения, построенные по аналитической формуле (18) при $\nu = 2$ и в результате численного интегрирования выражения (17) при разных значениях ν .

Обратим внимание на то, что пик аналитической кривой лежит систематически выше пиков соответствующих численных кривых. Таким образом, ошибка, обусловленная использованием аналитической формулы (18), частично компенсирует погрешность, связанную с учетом только первого члена разложения (12), так что использование формулы (18) при произвольном значении ν дает даже более точный результат, чем численное интегрирование выражения (17). Различие численной и аналитической кривых при $\nu = 2$ на рисунке связано с предположением $v_T/c \ll 1$, использованном при выводе формулы (18). Поскольку величина v_T/c входит в формулы с численными множителями $(2-6)\sqrt{3}$, в случае $v_T/c \approx 0.03$ (как на рисунке) соответствующая погрешность может достигать 20–30 %. При уменьшении отношения v_T/c различия между двумя указанными кривыми уменьшаются.

Если в плазме наряду с неоднородностями магнитного поля присутствуют и неоднородности плотности, то результирующее переходное излучение



Функция $F(\alpha)$, определяющая частотную зависимость спектра излучения, построенная по аналитической формуле (18) при $\nu = 2$ (штриховая линия) и в результате численного интегрирования выражения (17) при разных значениях $\nu = 1.2-2.0$ (серая область). Нижняя граница этой области соответствует значению $\nu = 1.2$, а верхняя — значению $\nu = 2.0$. Численные кривые лежат систематически ниже аналитической кривой. При вычислениях использовались значения $v_T/c = 0.0315$ и $v/c = 0.995$

представляется суммой соответствующих выражений (16) в данной работе и (186) в [5] (интерференцию этих вкладов не учитываем). В случае одинаковых спектральных индексов ν в спектрах неоднородностей плотности и магнитного поля выражение для интенсивности полного резонансного переходного излучения принимает особенно простой и наглядный вид:

$$I_{\omega}^R = \frac{32\pi^2 e^4 Q^2}{3(\nu + 2)vm^2 c^3} k_0^{\nu-1} \left(\frac{v}{\omega}\right)^{\nu+2} \times N_0^2 \left[\frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N_0^2} + \frac{2e^2 \langle \Delta B^2 \rangle}{\omega^2 m^2 c^2} \right] F(\alpha). \quad (20)$$

Отметим, что при наличии регулярного магнитного поля в плазме форма спектра резонансного переходного излучения, описываемого в изотропной плазме функцией $F(\alpha)$, существенно меняется [5] и становится различной для обыкновенных и необыкновенных волн. Формально это изменение описывается заменой функции $F(\alpha)$ на функцию $n_{\sigma} \Phi(\alpha, \beta)$, см. уравнение (210) [5], где $\beta = (\omega_{Be}^2 / 3\omega_{pe}^2) (v/v_T)^2$, n_{σ} — показатель преломления для обыкновенной

($\sigma = o$) и необыкновенной ($\sigma = x$) волн, что, разумеется, справедливо как для резонансного переходного излучения, так и для магнитного резонансного переходного излучения. Поэтому при учете регулярного магнитного поля вместо выражения (20) для интенсивности излучения каждой из двух собственных мод получим

$$I_{\omega}^{R,\sigma} = \frac{16\pi^2 e^4 Q^2 n_{\sigma}}{3(\nu + 2)vm^2 c^3} k_0^{\nu-1} \left(\frac{v}{\omega}\right)^{\nu+2} \times N_0^2 \left[\frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N_0^2} + 2 \frac{\langle \Delta B^2 \rangle}{B_0^2} \frac{\omega_{Be}^2}{\omega^2} \right] \Phi(\alpha, \beta), \quad (21)$$

где B_0 — величина регулярного магнитного поля, а $\omega_{Be} = eB_0/mc$ — соответствующая циклотронная частота.

Из соотношения (21) легко понять, когда интенсивность магнитного резонансного переходного излучения будет преобладать над резонансным переходным излучением на неоднородностях плотности среды. Учитывая, что $\omega \approx \omega_{pe}$, найдем в области пика резонансного переходного излучения

$$\frac{\langle \Delta B^2 \rangle}{B_0^2} \geq \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_{Be}^2} \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N_0^2}. \quad (22)$$

Как уже указывалось в начале разд. 2, проведенное рассмотрение справедливо в случае слабой гиротропии плазмы, $\omega_{pe} \gg \omega_{Be}$, поэтому величина $\omega_{pe}^2 / 2\omega_{Be}^2$, входящая в условие доминирования магнитного резонансного переходного излучения, должна быть большой. Это значит, что при $\langle \Delta B^2 \rangle / B_0^2 \sim \langle \Delta N^2 \rangle / N_0^2$, что характерно, например, для магнитозвуковых волн, основной вклад в излучение будет связан с неоднородностями плотности среды, а не с неоднородностями магнитного поля. Однако в плазме может существовать турбулентность, для которой условие (22) выполняется. Это, в частности, относится к турбулентности, состоящей из альфвеновских волн.

Если нетепловые неоднородности плотности в плазме отсутствуют, то интенсивность резонансного переходного излучения определяется уровнем тепловых флуктуаций (соответствующий радиационной процесс обычно называют резонансным поляризационным тормозным излучением [5, 6]). Сравнение интенсивностей магнитного резонансного переходного излучения и поляризационного резонансного переходного излучения [5] показывает, что магнитное излучение будет доминировать при

$$\frac{e^2 \langle \Delta B^2 \rangle}{m^2 c^2 \omega_{pe}^2} \geq \frac{3}{32\pi^2 N_0} \left(\frac{\omega_{pe}}{v}\right)^3. \quad (23)$$

Например, для параметров

$$\begin{aligned} N_0 &= 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad v \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}, \\ B_0 &\approx 100 \text{ Гс}, \end{aligned} \quad (24)$$

реализующихся в солнечных вспышках, получим

$$\frac{\langle \Delta B^2 \rangle}{B_0^2} \geq 3 \cdot 10^{-9}, \quad (25)$$

что соответствует среднеквадратичной величине флуктуации магнитного поля $\sqrt{\langle \Delta B^2 \rangle} \sim 10^{-2}$ Гс.

Таким образом, магнитное резонансное тормозное излучение, связанное с магнитными неоднородностями, является важным механизмом электромагнитного излучения, доминирующим на частотах вблизи плазменной частоты при благоприятной комбинации соответствующих параметров.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные формулы для интенсивности резонансного переходного излучения быстрых частиц в плазме с неоднородностями плотности и неоднородностями магнитного поля актуальны в связи с многочисленными астрофизическими приложениями этого механизма излучения. Например, недавно было надежно установлено, что это излучение ответственно за генерацию низкочастотной (дециметровый) компоненты примерно 10% континуальных микроволновых всплесков солнечного радиоизлучения [7]. По-видимому, переходное излучение ответственно и за другие типы естественного радиоизлучения, в частности, генерируемые в геопространстве [8]. Какой из каналов резонансного переходного излучения — на неоднородностях плотности или магнитного поля — доминирует в каждом конкретном случае, определяется, как видно из выражения (21), относительной интенсивностью соответствующих неоднородностей.

Кроме того, в последние несколько лет было продемонстрировано (в частности, посредством детального численного моделирования) [9–11], что взаимодействие релятивистских ударных волн (друг с другом и с внешней средой) в источниках гамма-всплесков (и ряде других объектов с сильным энерговыделением) приводит к генерации весьма мощных и крайне мелкомасштабных магнитных полей. Взаимодействие быстрых частиц с указанными неоднородностями приводит к генерации электромагнитного излучения, в частности, переходного излучения, включая магнитное. Как ясно из формы спектра магнитного резонансного переходного

излучения, соответствующий мощный пик формируется, если фоновая тепловая плазма является нерелятивистской ($v_T \ll c$). Подчеркнем, что в случае источников космологических гамма-всплесков фоновая плазма обычно оказывается релятивистской, так что наряду с резонансным, важную роль может играть и обычное (нерезонансное) переходное излучение, свойства которого в экстремальных условиях космологических гамма-всплесков требуют специального исследования.

Надежная идентификация этого излучения быстрых частиц на неоднородностях магнитного поля в астрофизических объектах (так же как и идентификация резонансного переходного излучения в солнечных всплесках [7]) приведет к получению принципиально новой информации о физических процессах и условиях, в которых они протекают, и позволит существенно уточнить и конкретизировать модели указанных источников.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-17218, 04-02-39029). Национальная радиоастрономическая обсерватория (Charlottesville, USA) является организацией Национального научного фонда, деятельность которого осуществляется в рамках кооперативного соглашения Объединенных университетов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Представим интенсивность излучения (5) с учетом выражений (4) и (6) в виде

$$\begin{aligned} I_{\omega, \mathbf{n}}^R &= \frac{8\pi Q^2 \varepsilon^{1/2}}{c^5} \left(\frac{e^3 N_0}{m^2 \omega^2} \right)^2 \times \\ &\times \int \frac{\omega^2 |\delta B|_{\mathbf{k}}^2 \delta[\omega - (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{v}]}{(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^4 (\varepsilon(\omega) - 3(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 d^2)^2 + \varepsilon''^2} A d^3 k', \end{aligned} \quad (26)$$

где проведено тривиальное интегрирование по $d\omega' d\omega'' d^3 k''$ и использовано равенство $(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{v} = \omega$, справедливое в силу структуры аргумента δ -функции и

$$\begin{aligned} A &= \left(e_{\alpha k_1 l_1} e_{\alpha k_2 l_2} e_{l_1 \beta_1 \gamma_1} e_{l_2 \beta_2 \gamma_1} - \right. \\ &\quad \left. - e_{\alpha k_1 l_1} e_{\alpha k_2 l_2} e_{l_1 \beta_1 \gamma_1} e_{l_2 \beta_2 \gamma_2} \frac{k'_{\gamma_1} k'_{\gamma_2}}{k'^2} \right) \times \\ &\quad \times n_{k_1} n_{k_2} (\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_1} (\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Выразим комбинации символов Леви-Чивиты третьего ранга $e_{\alpha\beta\gamma}$ через символы Кронеккера $\delta_{\alpha\beta}$, используя тождество $e_{\alpha k_1 l_1} e_{l_1 \beta_1 \gamma_1} = \delta_{\alpha\beta_1} \delta_{k_1 \gamma_1} - \delta_{\alpha\gamma_1} \delta_{k_1 \beta_1}$:

$$A = \left[(\delta_{\alpha\beta_1}\delta_{k_1\gamma_1} - \delta_{\alpha\gamma_1}\delta_{k_1\beta_1})(\delta_{\alpha\beta_2}\delta_{k_2\gamma_1} - \delta_{\alpha\gamma_1}\delta_{k_2\beta_2}) - (\delta_{\alpha\beta_1}\delta_{k_1\gamma_1} - \delta_{\alpha\gamma_1}\delta_{k_1\beta_1})(\delta_{\alpha\beta_2}\delta_{k_2\gamma_2} - \delta_{\alpha\gamma_2}\delta_{k_2\beta_2}) \times \frac{k'_{\gamma_1}k'_{\gamma_2}}{k'^2} \right] n_{k_1}n_{k_2}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_1}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_2}. \quad (28)$$

Проведем суммирование тензорных множителей по дважды повторяющимся индексам:

$$A = \left[\delta_{\beta_1\beta_2}\delta_{k_1k_2} + \delta_{k_1\beta_1}\delta_{k_2\beta_2} - (\delta_{\beta_1\beta_2}\delta_{k_1\gamma_1}\delta_{k_2\gamma_2} - \delta_{\beta_1\gamma_2}\delta_{k_1\gamma_1}\delta_{k_2\beta_2} - \delta_{\gamma_1\beta_2}\delta_{k_1\beta_1}\delta_{k_2\gamma_2} + \delta_{\gamma_1\gamma_2}\delta_{k_1\beta_1}\delta_{k_2\beta_2}) \frac{k'_{\gamma_1}k'_{\gamma_2}}{k'^2} \right] \times n_{k_1}n_{k_2}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_1}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')_{\beta_2}. \quad (29)$$

Представим теперь все слагаемые в виде скалярных произведений векторов,

$$A = n^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 + (\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))^2 - \frac{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2}{k'^2} + \frac{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')(\mathbf{k}' \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))(\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))}{k'^2} + \frac{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')(\mathbf{k}' \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))(\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))}{k'^2} - (\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))^2, \quad (30)$$

и приведем подобные члены:

$$A = n^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 + \frac{2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')(\mathbf{k}' \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}'))(\mathbf{n} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')) - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2}{k'^2}. \quad (31)$$

Поскольку $\varepsilon(\omega) \ll 1$ на рассматриваемых частотах и $k \ll k'$, пренебрежем \mathbf{k} по сравнению с \mathbf{k}' :

$$A = n^2k'^2 + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')^2 = [\mathbf{n} \times \mathbf{k}']^2 + 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}')^2. \quad (32)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Упростим выражение (10) для \mathcal{L}_ϑ при условии $a^2 + b^2 \geq 1$:

$$\mathcal{L}_\vartheta = 2 - a \ln \frac{(1+a)^2 + b^2}{(a-1)^2 + b^2} + \frac{1+a^2-b^2}{b} \times \arctg \frac{2b}{a^2 + b^2 - 1}, \quad (33)$$

разложив его в ряд по степеням $1/a$, который сходится в круге $1/|a| < 1$. Пренебрегая малой величиной b^2 в аргументе логарифма, для первых двух слагаемых в выражении для \mathcal{L}_ϑ находим

$$2 - 2a \ln \frac{1+1/a}{1-1/a} \approx -2 - \frac{4}{3a^2} - \frac{4}{5a^4}. \quad (34)$$

Далее разложим $\arctg[2b/(a^2 + b^2 - 1)]$ в ряд по малому параметру $2b/(a^2 + b^2 - 1)$ при $b \rightarrow 0$ и $a^2 > 1$:

$$\frac{1+a^2-b^2}{b} \arctg \frac{2b}{a^2 + b^2 - 1} \approx \frac{1+a^2-b^2}{b} \left(\frac{2b}{a^2 + b^2 - 1} - \frac{(2b)^3}{3(a^2 + b^2 - 1)^3} \right) = \frac{1-b^2}{a^2} + 1 - \frac{8b^2}{3a^4} \left(\frac{1-b^2}{a^2} + 1 \right) \rightarrow 2 + \frac{4}{a^2} + \frac{4}{a^4}. \quad (35)$$

Подставив полученные разложения (34) и (35) в выражение (33) для \mathcal{L}_ϑ , получим окончательно

$$\mathcal{L}_\vartheta \approx \left(\frac{8}{3a^2} + \frac{16}{5a^4} \right) \theta(a^2 - 1). \quad (36)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. I. N. Toptygin and G. D. Fleishman, *Astrophys. Space Sci.* **132**, 213 (1987).
2. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984).
3. К. Ю. Платонов, Г. Д. Флейшман, *ЖЭТФ* **106**, 1053 (1994).

4. С. А. Бельков, Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, Изв. ВУЗов, радиофизика **23**, 261 (1980).
5. К. Ю. Платонов, Г. Д. Флейшман, УФН **172**, 241 (2002).
6. М. Я. Амусья и др., *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов*, под ред. В. Н. Цытовича и И. М. Ойрингеля, Наука, Москва (1987).
7. G. D. Fleishman, G. M. Nita, and D. E. Gary, *Astrophys. J.* **620**, 506 (2005).
8. J. LaBelle and R. A. Treumann, *Space Sci Rev.* **101**, 295 (2002).
9. K. I. Nishikawa, P. Hardee, G. Richardson, R. Preece, H. Sol, and G. J. Fishman, *Astrophys. J.* **595**, 555 (2003).
10. C. H. Jaroshek, H. Lesch, and R. A. Treumann, *Astrophys. J.* **616**, 1065 (2004).
11. D. V. Romanov, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, C. E. Capjack, and R. Fedosejevs, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 215004 (2004).