

Когерентное излучение плазмы в астрофизических объектах

Гнедин Ю.Н., ГАО РАН

АБСТРАКТ

Радионаблюдения некоторых сильно переменных активных галактических ядер (АГЯ) показывают очень высокую $T_{\text{B}} > 10^{12}$ яркостную температуру и довольно высокую $\sim 1\%$ круговую поляризацию.

Такая ситуация позволяет сделать вывод о возможной когерентной природе излучения релятивистского джета в АГЯ. В докладе рассмотрены следующие возможные в рассматриваемой ситуации когерентные процессы: (А) синхротронное излучение релятивистской плазмы с отрицательной реабсорбцией; (Б) когерентное излучение сгустков зарядов и токов в плазме; (В) когерентное переходное излучение и рассеяние в релятивистской плазме; (Г) ондуляторное излучение релятивистских частиц. Наблюдательным подтверждением последнего механизма является обнаруженная недавно прямая связь между характерной частотой квазипериодических осцилляций излучения АГЯ и величиной магнитного поля вблизи горизонта сверхмассивной черной дыры.

В заключении кратко анализируются новые механизмы ускорения и излучения релятивистских джетов, представленные в последних публикациях.

$$T_B = \frac{c^2}{2\nu^2} \frac{F_\nu}{\Delta\Omega}$$

$$T_{IC} \cong 10^{12} K \quad (\text{Kellerman, Pauliny-Toth, 1969})$$

Doppler boosting

$$T_B = D^3 T_{IC}, \quad D = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}$$

$$\Delta\Omega = \frac{\pi r^2}{R}, \quad r \leq c\Delta t; \quad T_B \sim 10^{21} K$$

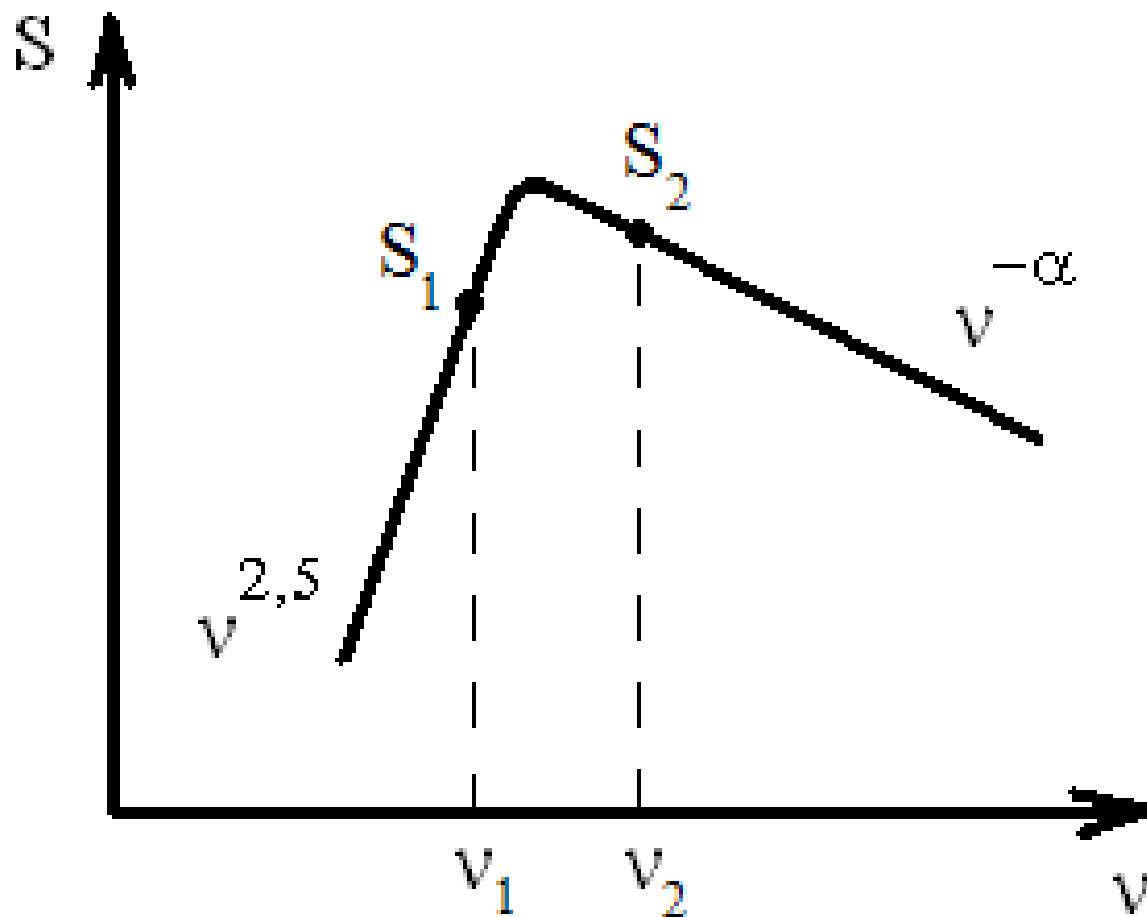
$$\underline{D = 10^3 ?!}$$

Кардашев Н.С. (2000)

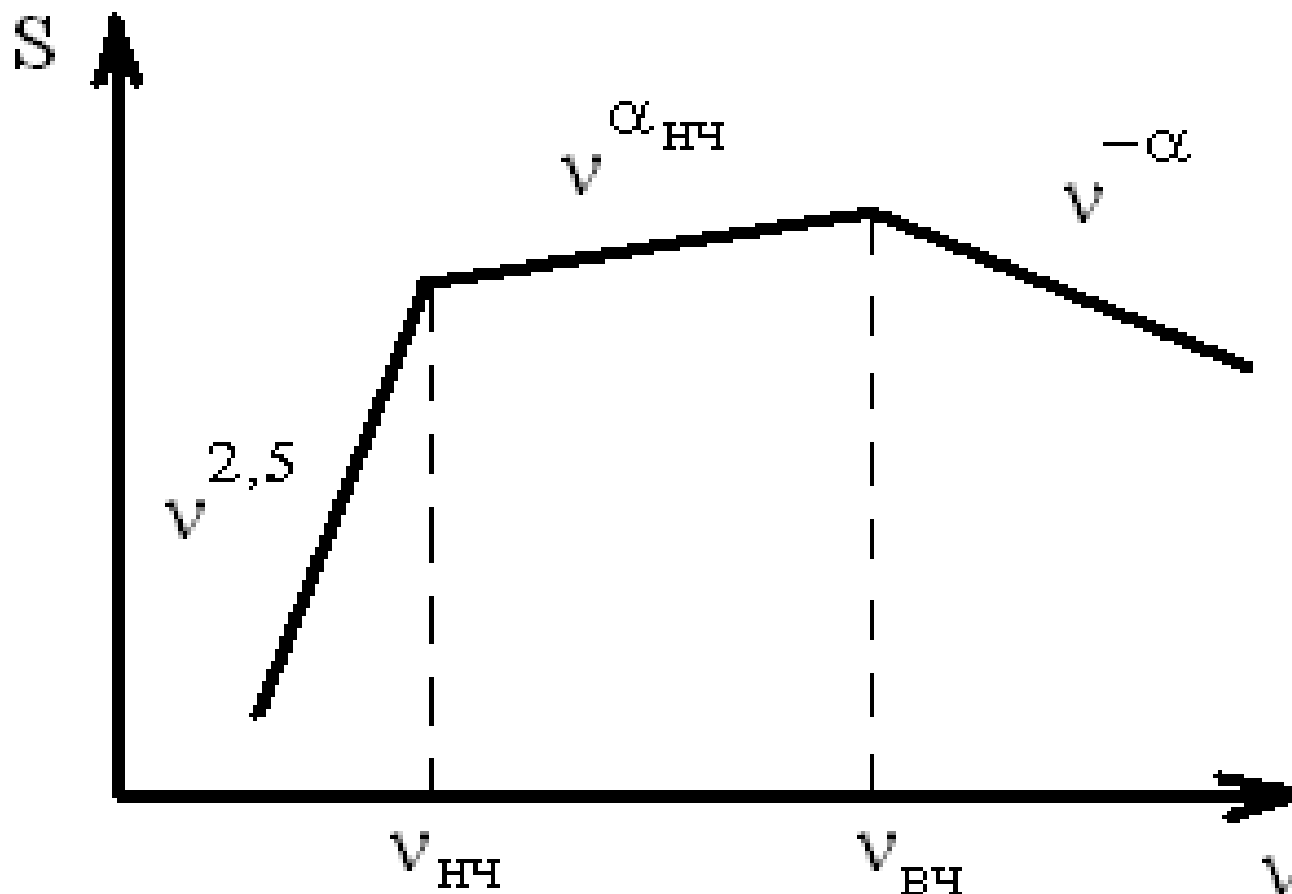
$$T_{IC} = \left(3 \times 10^{13} K\right) \left(\frac{\nu}{30 \text{GHz}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\Delta t}{1d}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

потери компенсируются ускорением

Спектр синхротронного излучения релятивистских электронов в однородном магнитном поле



Спектр синхротронного излучения релятивистских электронов в неоднородном магнитном поле



Классический пример когерентного процесса – когерентное однократное рассеяние:

$$I = |A|^2 \left| \sum_n^N e^{i\vec{q}\vec{r}_n} \right|^2 ; A - \text{амплитуда}$$

$$\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}; \quad q \neq 0; \quad I = N |A|^2 = N\sigma$$

$$q = 0; \quad I = N^2 |A|^2 = N^2\sigma$$

Влияние неоднородности среды

Зона формирования излучения релятивистской частицы:

$$l_s = \frac{R_L}{\gamma} = \frac{mc^2}{QB} = \frac{c}{\omega_B}$$

Влияние неоднородности магнитного поля и плотность среды на элементарный акт излучения определяется соотношением между l_s и L_0

Если $L_0 \gg l_s$ - обычное синхротронное излучение

Если $L_0 \ll l_s$ - спектр и поляризация существенно изменяются

Диффузионное синхротронное излучение

Г.Д. Флейшман «Стохастическая теория излучения»

$$I_{\omega} \sim \frac{Q^2}{c} \frac{\omega_0^{\nu-1} \omega_{St}^2}{\omega^{\nu}} \gamma^{2\nu}$$

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{L_0}; \quad \omega_{St}^2 = \frac{Q^2 \langle B_{St}^2 \rangle}{(mc^2)^2}; \quad \omega_B \gg \omega_{St} \gg \omega_0$$

Спектр электромагнитного излучения на высоких частотах определяется спектральным индексом ν , характеризующим распределение мелкомасштабного турбулентного магнитного поля.

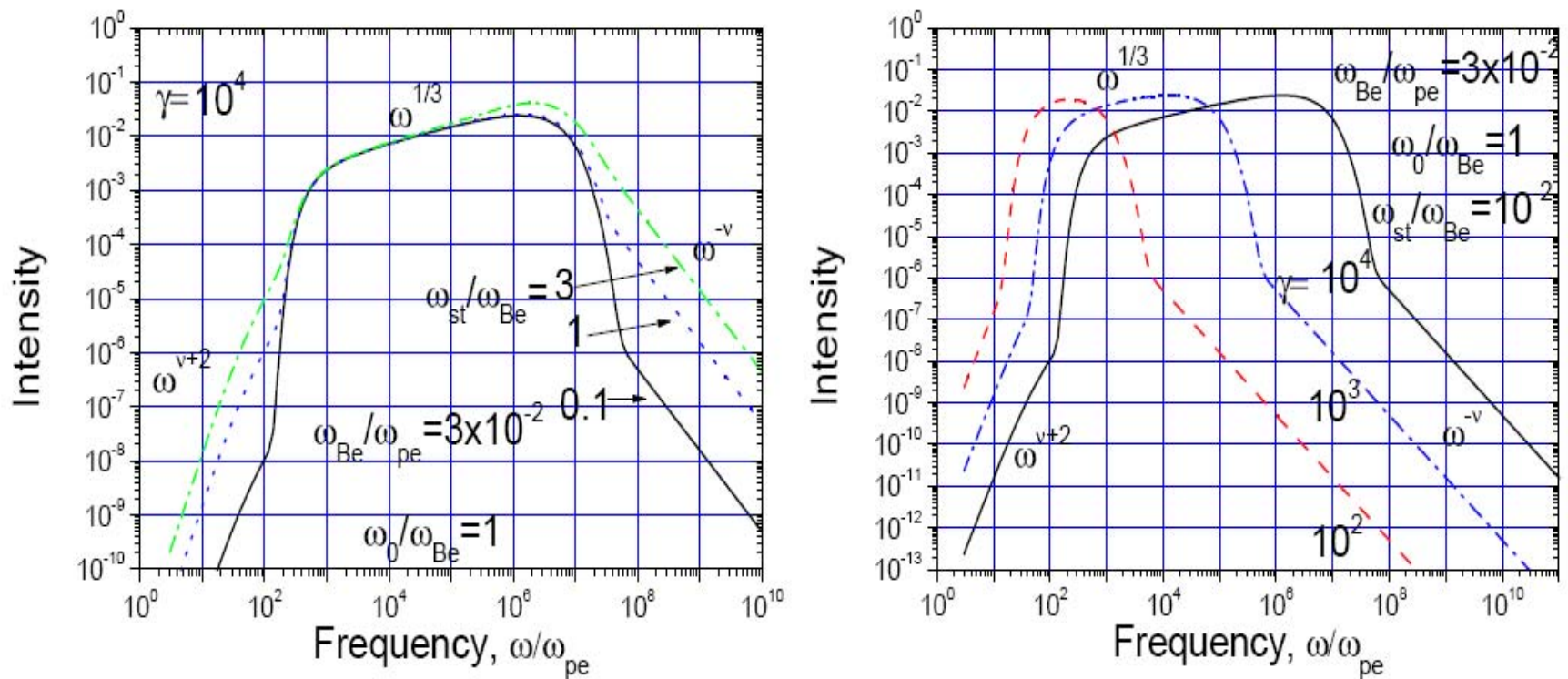


Fig. 1. Spectra of radiation by a relativistic particle with $\gamma = 10^4$ for differing value of the random magnetic field (left) and with different γ in the presence of weak random magnetic field $\langle B_{st}^2 \rangle / B_0^2 = 10^{-4}$ (right).

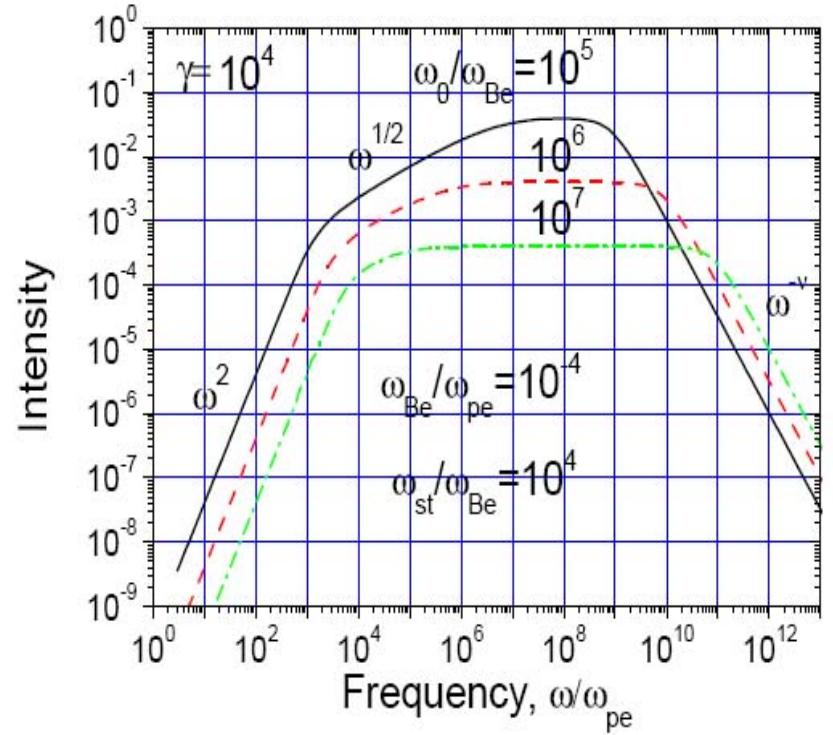
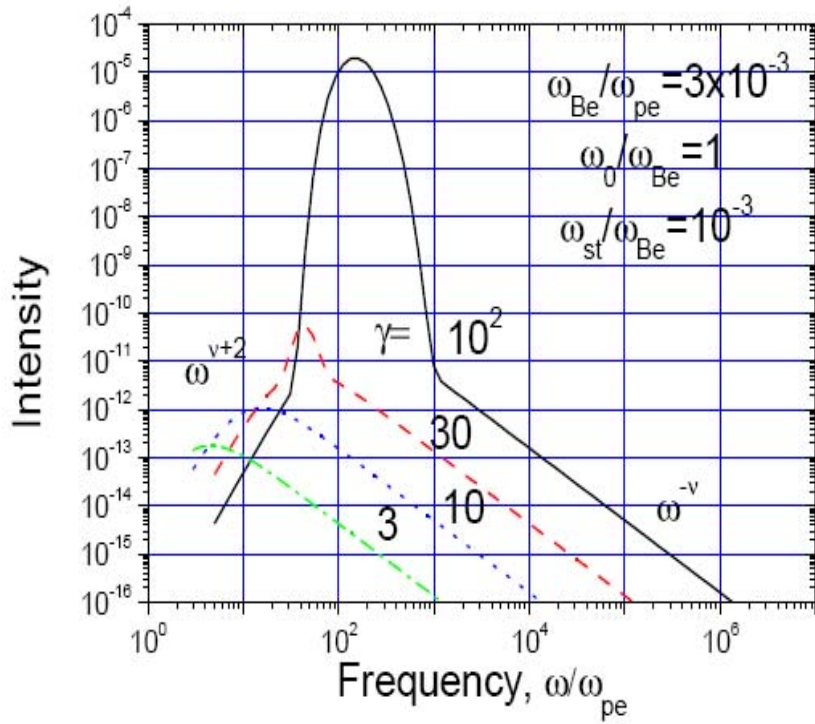


Fig. 2. Spectra of radiation by a relativistic particle with different γ in a dense plasma in the presence of weak random magnetic field $\langle B_{st}^2 \rangle / B_0^2 = 10^{-6}$ (left), and with $\gamma = 10^4$ in small-scale random magnetic field (right). If ω_0 is big enough (e.g., $\omega_0/\omega_{Be} = 10^7$ in the figure) the spectral region provided by multiple scattering, $\omega^{1/2}$, disappears.

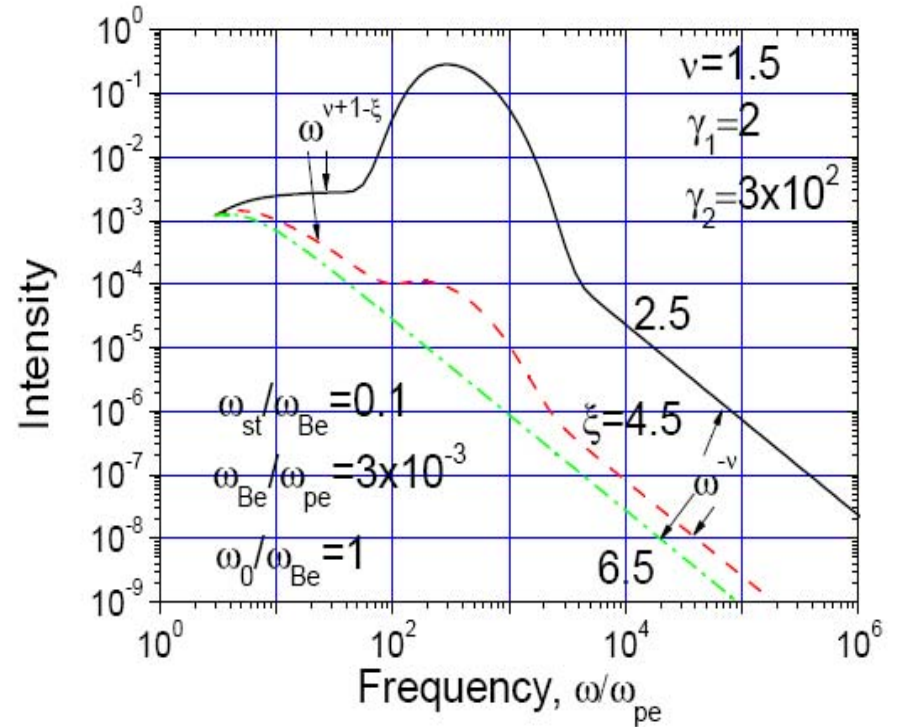
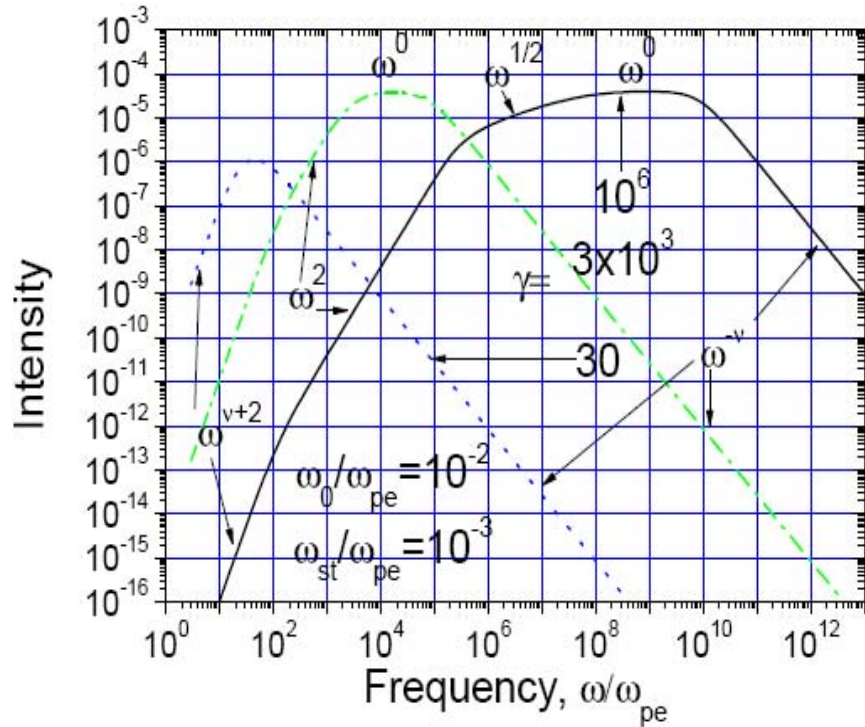


Fig. 3. Spectra of radiation by a relativistic particle with different $\gamma = 30, 3 \cdot 10^3, 10^6$ in the presence of small-scale random magnetic field (left). Emissivity by fast electron ensemble with different energetic spectra ($\xi = 2.5, 4.5, 6.5$) for the case of dense plasma, $\omega_{Be}/\omega_{pe} = 3 \cdot 10^{-3}$ (right).

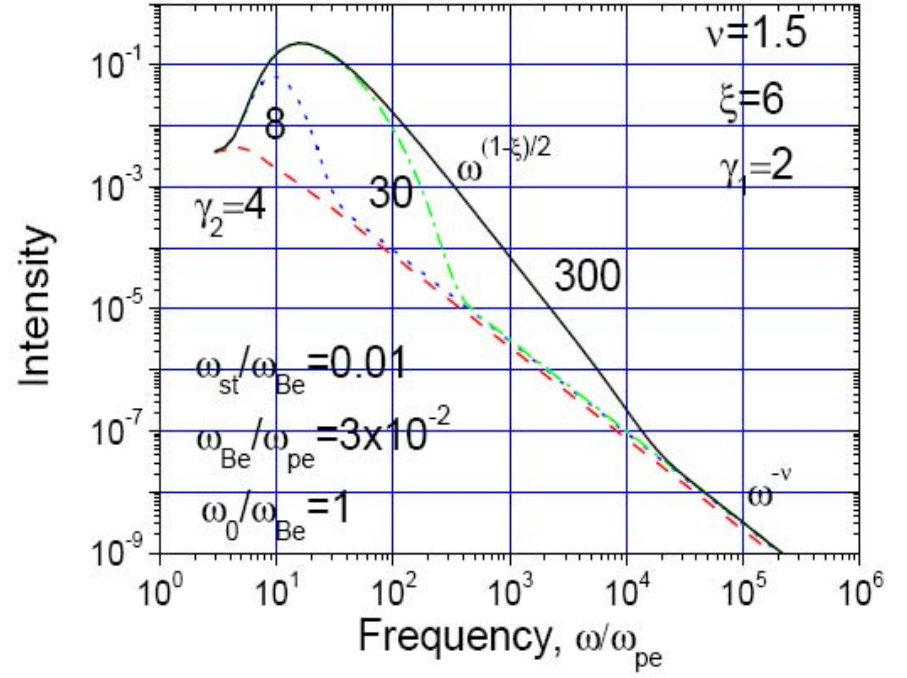
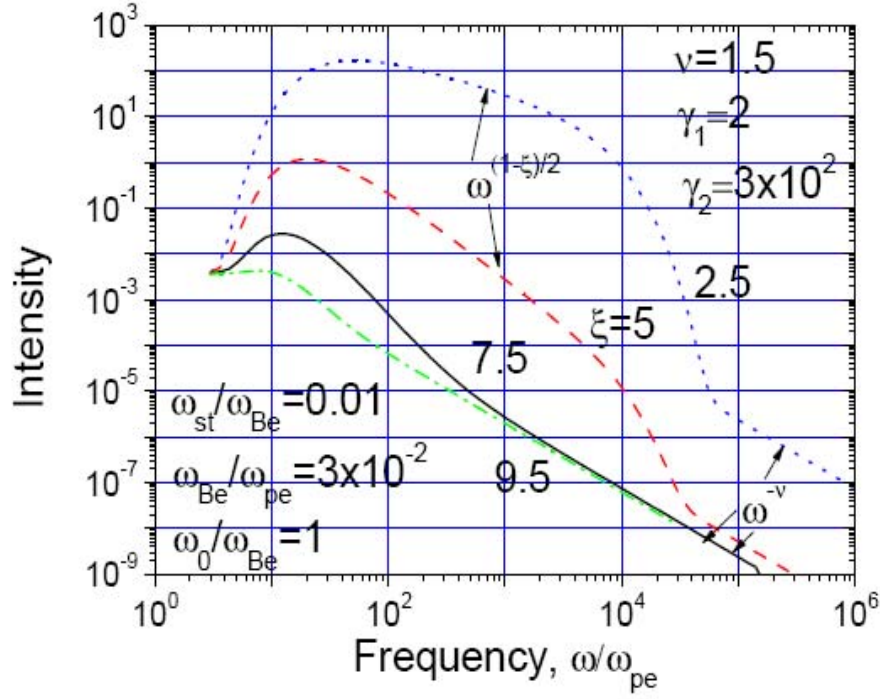


Fig. 4. Left: Same as in fig. 3, right, for less dense plasma, $\omega_{Be}/\omega_{pe} = 3 \cdot 10^{-2}$. The contribution from the uniform field (synchrotron radiation) decreases for softer electron spectra (i.e., as ξ increases). Right: Emissivity by fast electron ensemble (with $\xi = 6$) from dense plasma ($\omega_{Be}/\omega_{pe} = 3 \cdot 10^{-2}$) in the presence of weak magnetic inhomogeneities $\langle B_{st}^2 \rangle / B_0^2 = 10^{-4}$ for different high-energy cut-off values γ_2 . When γ_2 is small enough, the uniform magnetic field does not affect the radiation spectrum.

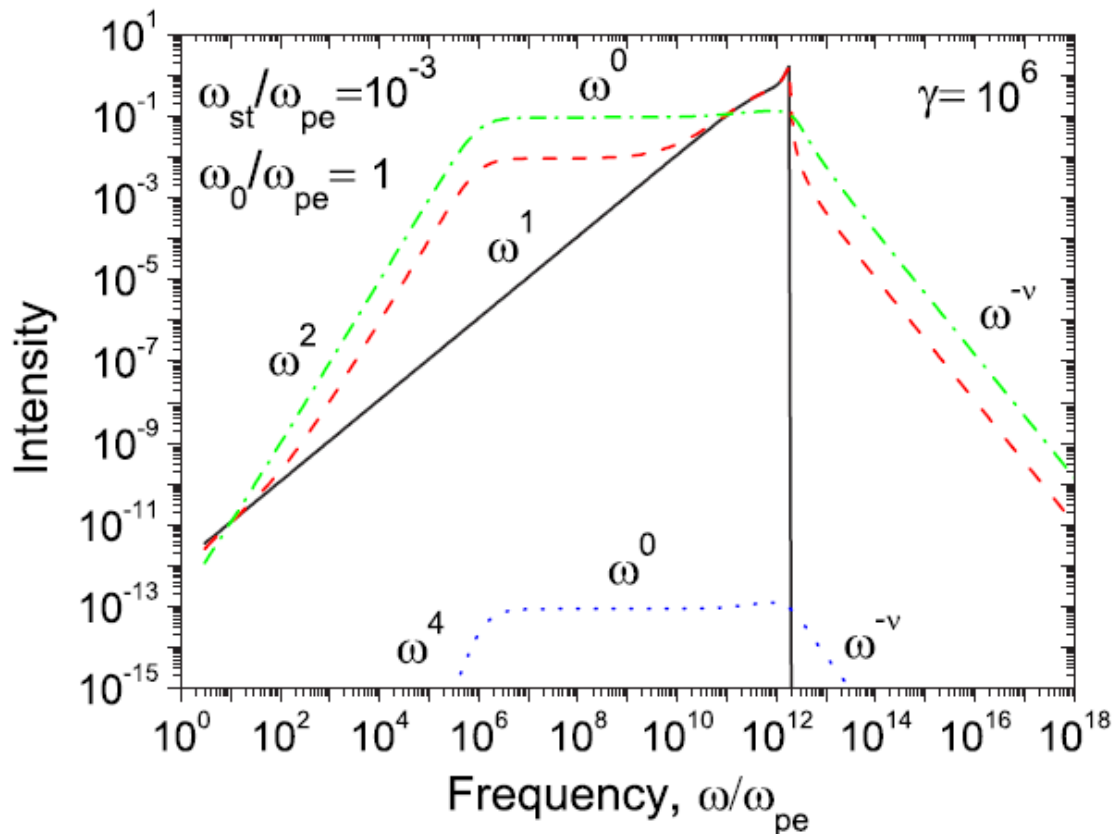


FIG. 1. (Color online) DRL spectra produced by a particle with $\gamma=10^6$ in a plasma with developed one-dimensional Langmuir turbulence for various particle propagation directions: $\cos \vartheta=0$, solid (black) curve; $\cos \vartheta=10^{-3}$, dashed (red) curve; $\cos \vartheta=0.5$, dash-dotted (green) curve; and $\cos \vartheta=1$, dotted (blue) curve. Parameters are given in the figure. The “parallel” contribution [blue (dotted) curve] is very small (10^{-12}) for the highly relativistic particle, although it becomes competing for moderately relativistic particles.

Эффекты когерентности в электромагнитном излучении быстрых частиц в среде

В определенных условиях собственное излучение частицы и излучение среды может быть когерентным по отношению к частицам среды.

Когерентное тормозное излучение.

Излучение формируется на длине $l_c = \left(\frac{2c\gamma^2}{\omega} \right) / \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2 \gamma^2}{\omega^2} \right]$

$\frac{c}{R_{деб}} < \omega < \frac{c}{R_0}$ - когерентно излучают электроны, входящие в состав атома

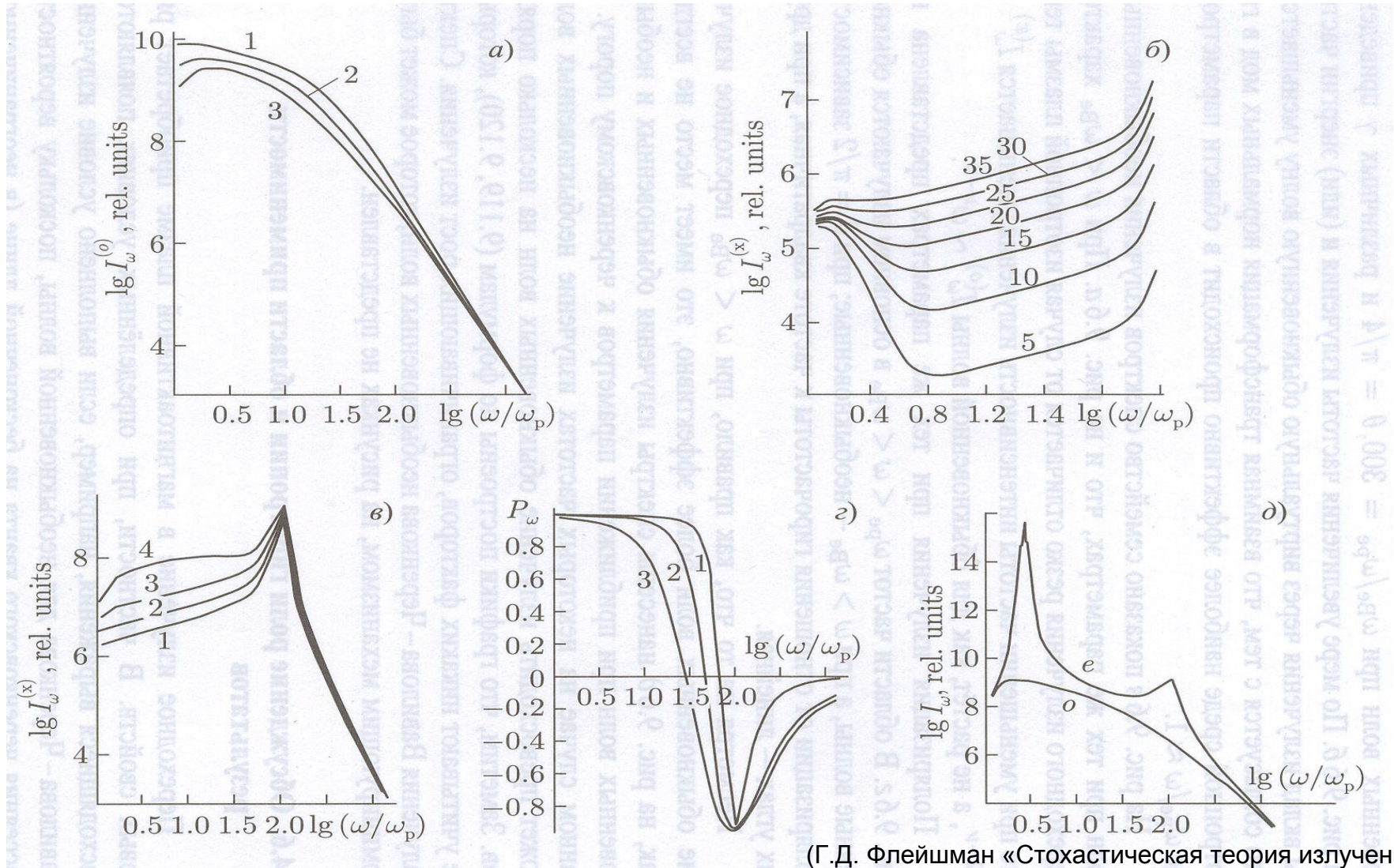
$\omega < \frac{c}{R_{деб}}$ - когерентно излучают электроны дебаевской сферы

Любая среда: при $|\vec{q} - \vec{k}| \sim \frac{2\pi}{l}$, l - масштаб неоднородности, когерентно излучают все электроны среды в объёме неоднородности.

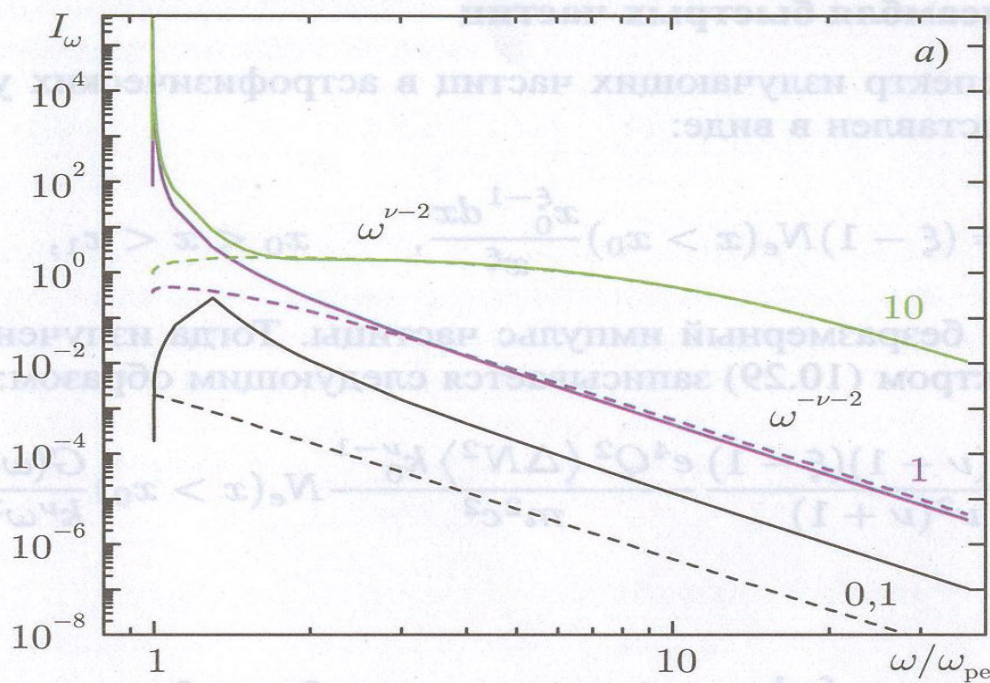
Циклотронный мазерный, переходный мазерный, плазменные механизмы излучения.

Формы переходного излучения:

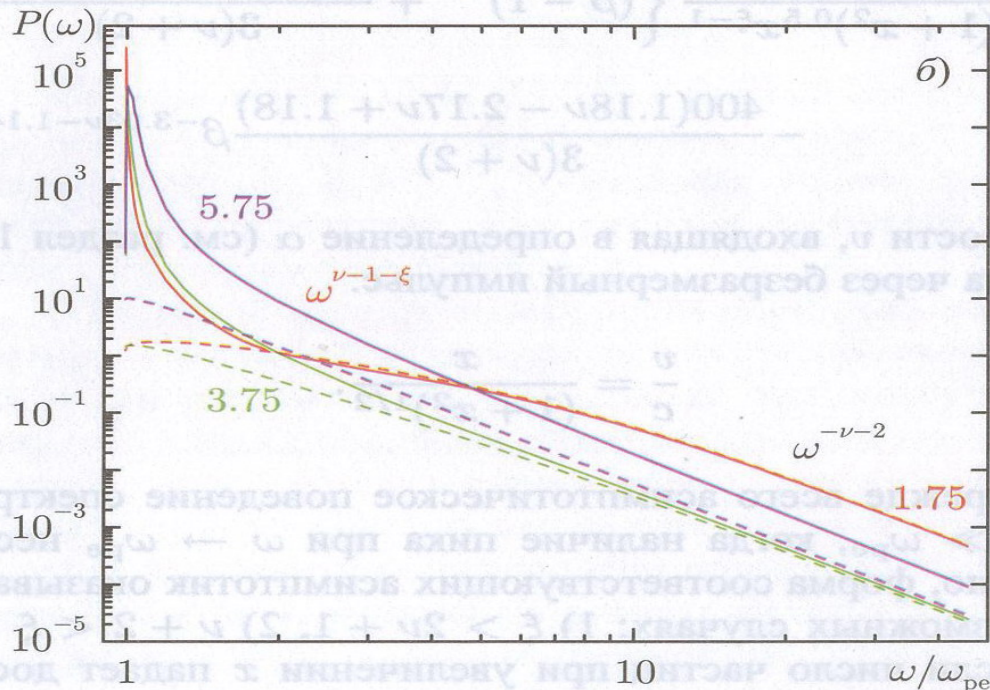
на отдельной границе, дифракционное, резонансное, поляризационное



(Г.Д. Флейшман «Стохастическая теория излучения»)



а) Семейство спектров переходного излучения для различных значений безразмерного импульса заряженной частицы $x = p/mc$ (цифры у кривых).



б) Излучение ансамбля заряженных Частиц со степенным распределением по импульсам для различных показателей спектра (цифры у кривых). Штриховыми линиями показаны спектры, вычисленные по релятивистским асимптотикам. При построении графиков принято $\nu = 1.5$.

Когерентное переходное излучение сгустка зарядов

Когерентность – в процессе излучения частицы
находятся на расстоянии $d < \lambda$.

Однородный цилиндр радиуса a и длины l

Условия когерентности:

$$l \ll \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad a \ll \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad I \sim N^2$$

Если $l \ll \frac{c}{\omega_{pe}}$, то спектр плоский до $\omega = \omega_{pe}\gamma$

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2}$$

Интегральная энергия определяется характерной
частотой:

$$\omega_e = 2 \frac{c}{l} \gamma$$

HOW PHOTON BUBBLE INSTABILITY WORKS

$B = 0$: $\delta\text{Flux} \perp \delta v$

$B \neq 0$: δFlux has component $\parallel \delta v$

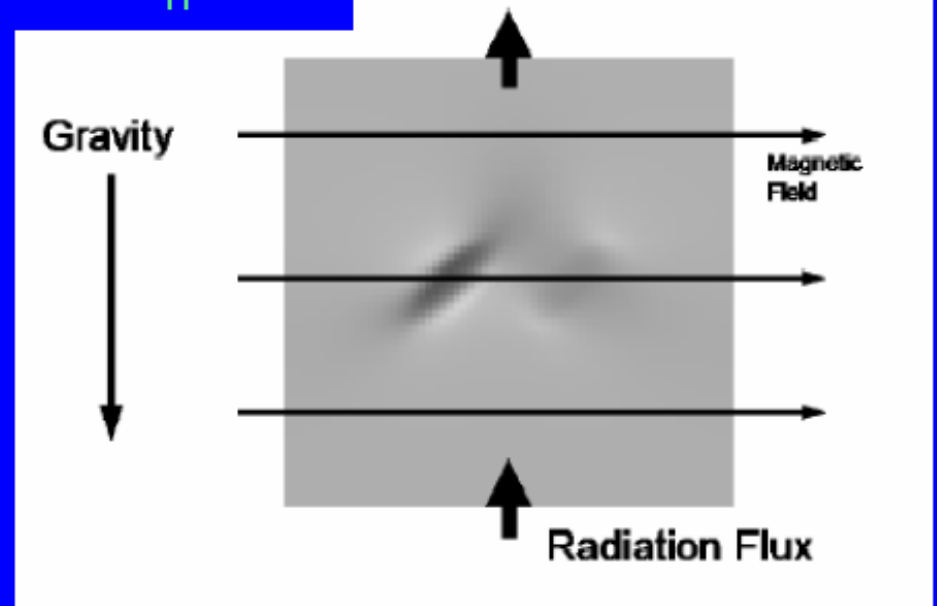
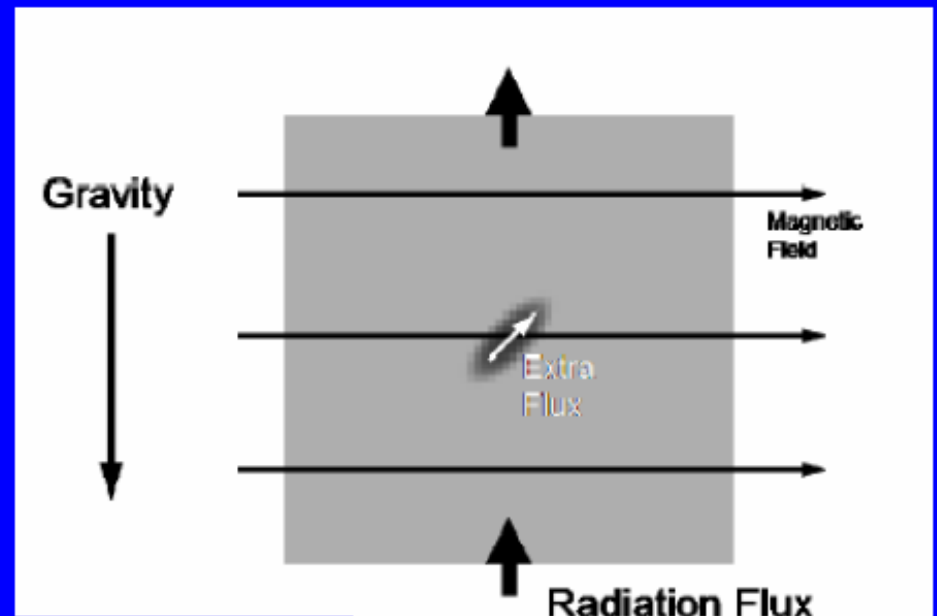
Sound waves (Gammie 98)

or

Entropy waves (Arons 92)

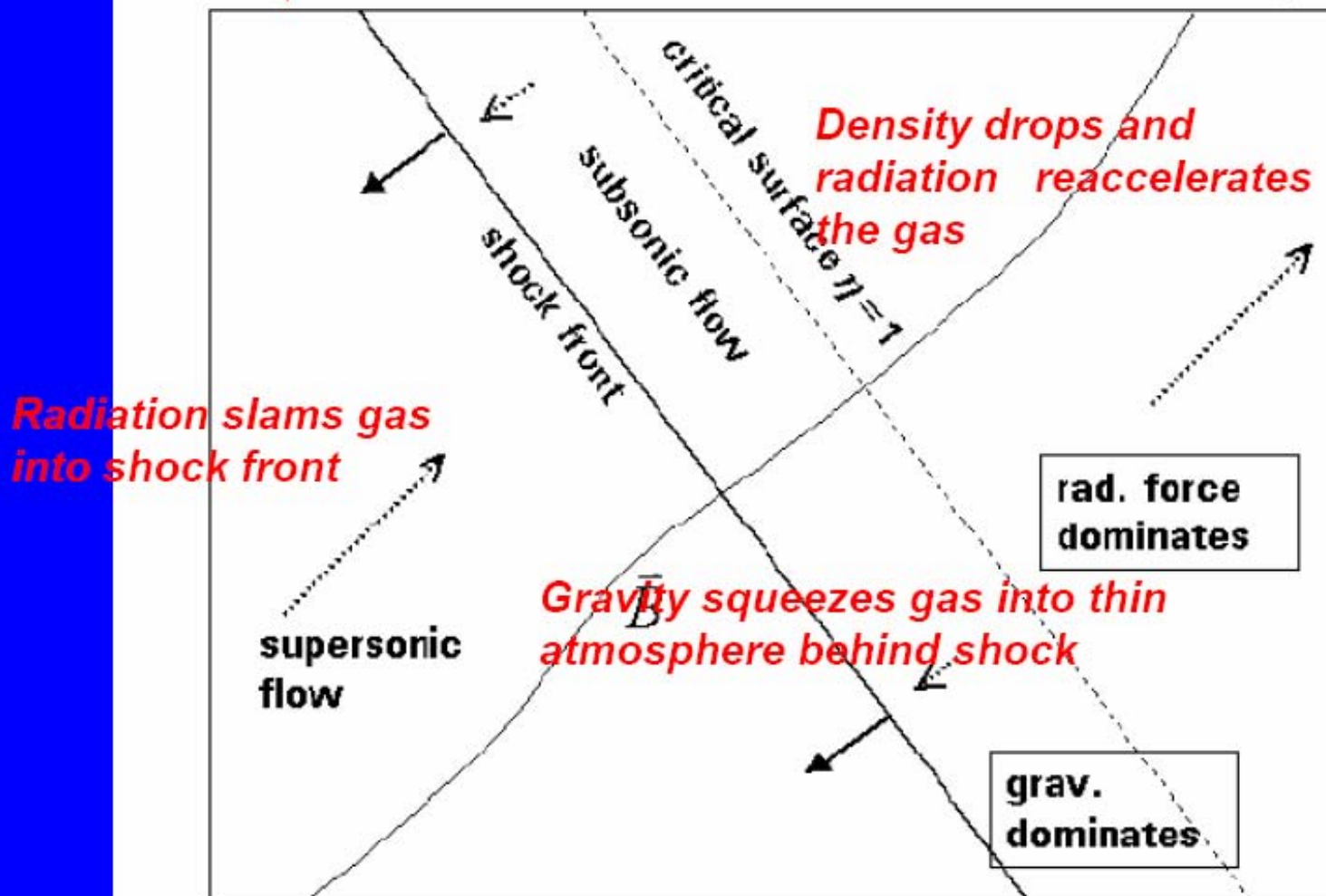
can be destabilized

N. Turner et al. 2004

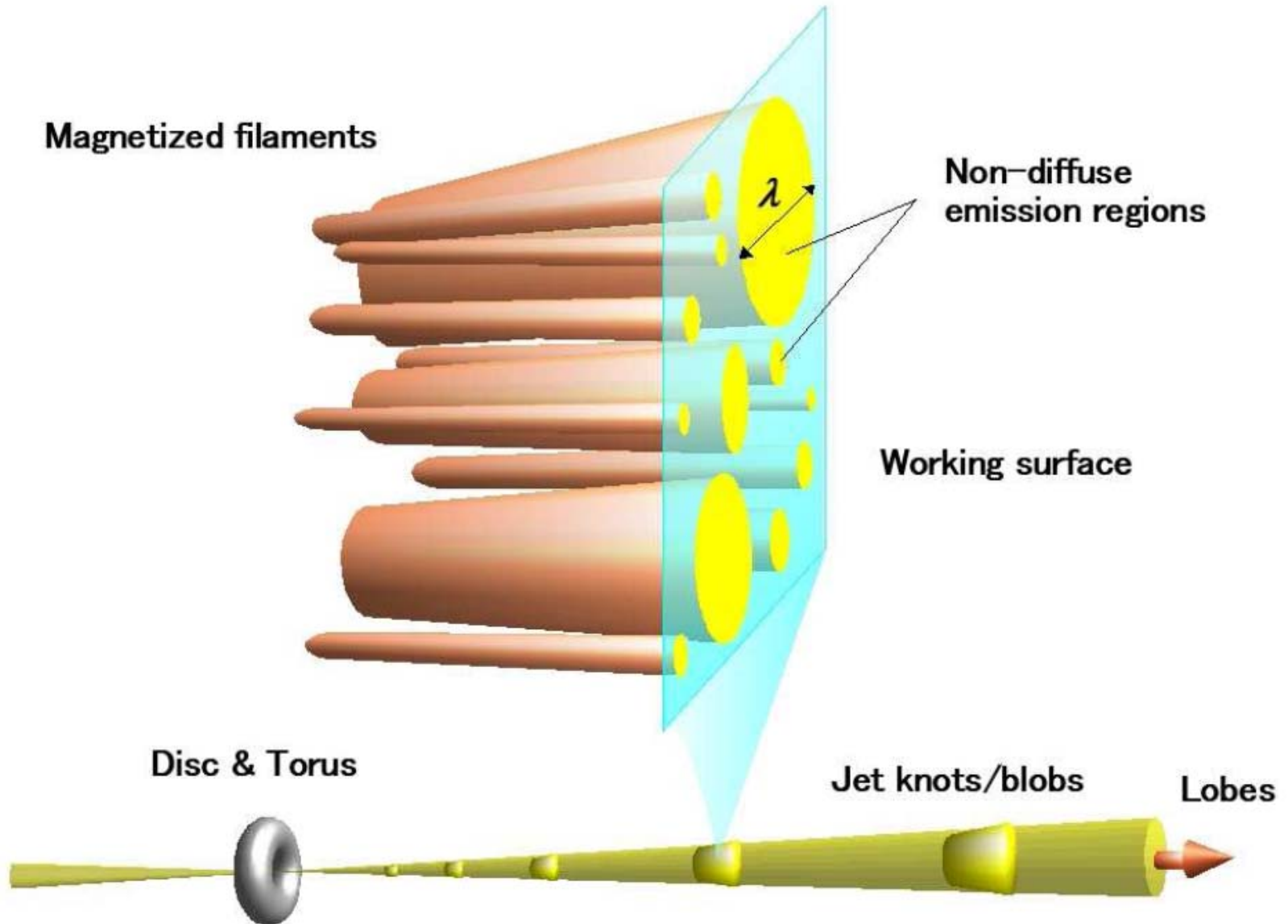


PHOTON BUBBLE SHOCK TRAINS

← ...and the process repeats... →



Филаменты в релятивистском джете



SUPER-EDDINGTON ACCRETION DISKS?

Photon bubbles \Rightarrow porous disk \Rightarrow

$L > L_E$ possible without blowing disk apart

Max. luminosity:

$$\frac{L}{L_E} \sim 130 \left(\frac{\alpha}{0.03} \right) \left(\frac{m}{10^8} \right)^{1/9} \left(\frac{\varepsilon}{0.1} \right)$$

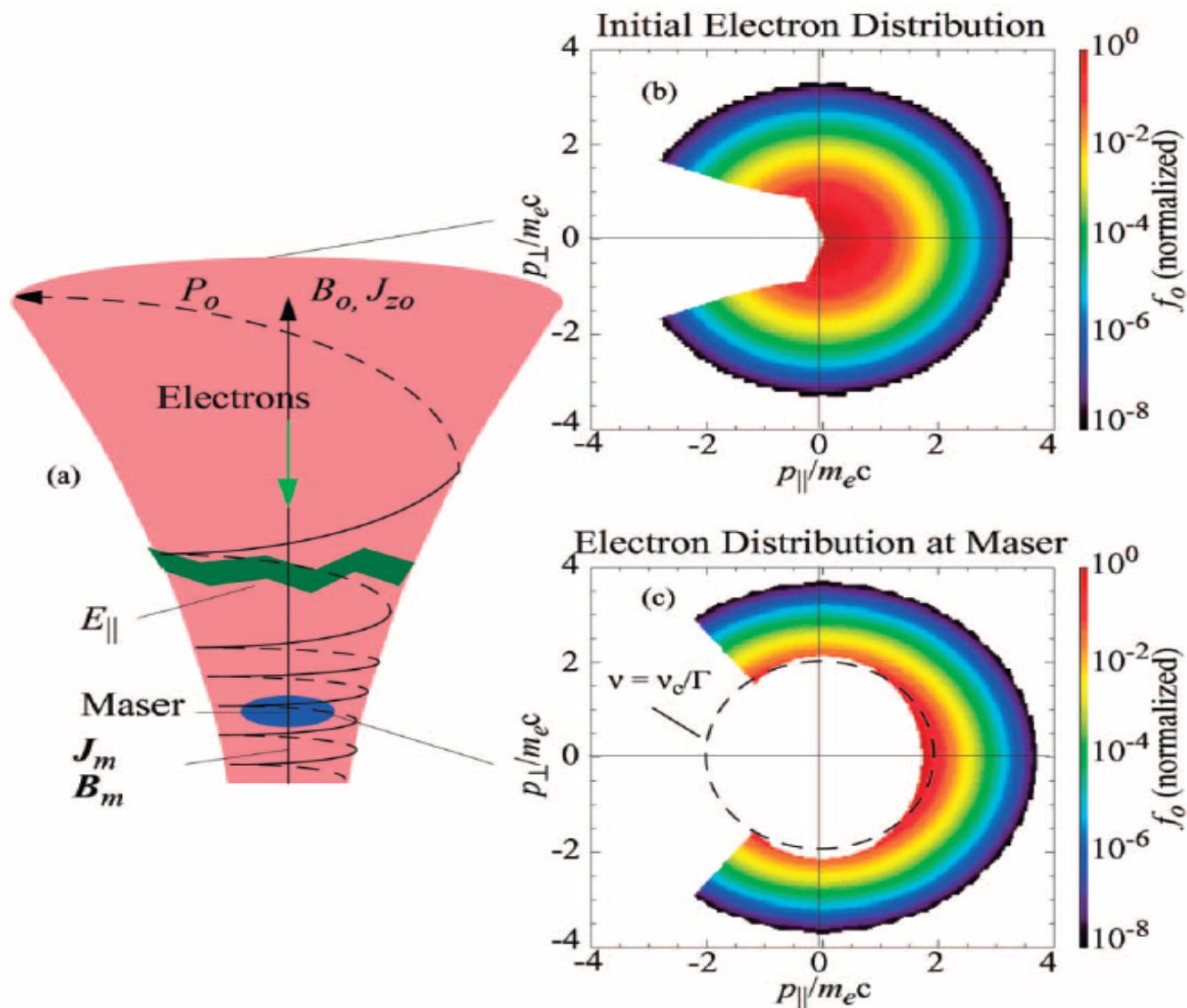


FIG. 1.—(a) Cartoon of a current-carrying magnetic mirror on a quasi-force-free flux rope. The nearly field-aligned current increases both the toroidal and axial components of the magnetic field. Electrons carry the current of the flux rope from top to bottom. A parallel electric field, as in the aurorae on Earth and Jupiter, is required to maintain the electron flow through the mirror region. The combination of parallel potential and magnetic mirror evolves the initial electron distribution (b) into a horseshoe-shaped distribution, (c) when viewed in two dimensions (a shell when viewed in three dimensions). In these plots we use a mirror ratio $R = 5$, a current $|J_m| = 30 \text{ mA/m}^2$ ($|J_{z0}| = 6 \text{ mA/m}^2$), and a 500 keV parallel potential, which is consistent with the current for an electron temperature of ~ 100 keV and density of 100 cm^{-3} . The adiabatic, static Vlasov code used for these calculations is described by Ergun et al. (2000b).

Синхротронное мазерное излучение

В.В. Железняков + школа ИПФ РАН

$$\mu_j(\omega, \alpha) = \frac{8\pi^3 c}{\omega^2} \int_0^\infty dp f(p) \left. \frac{\partial}{\partial p} (p^2 P_{wj}) \right|_{\theta=\alpha}$$

$\mu_j < 0$, если $p^2 P_{wj}$ уменьшается с ростом p .

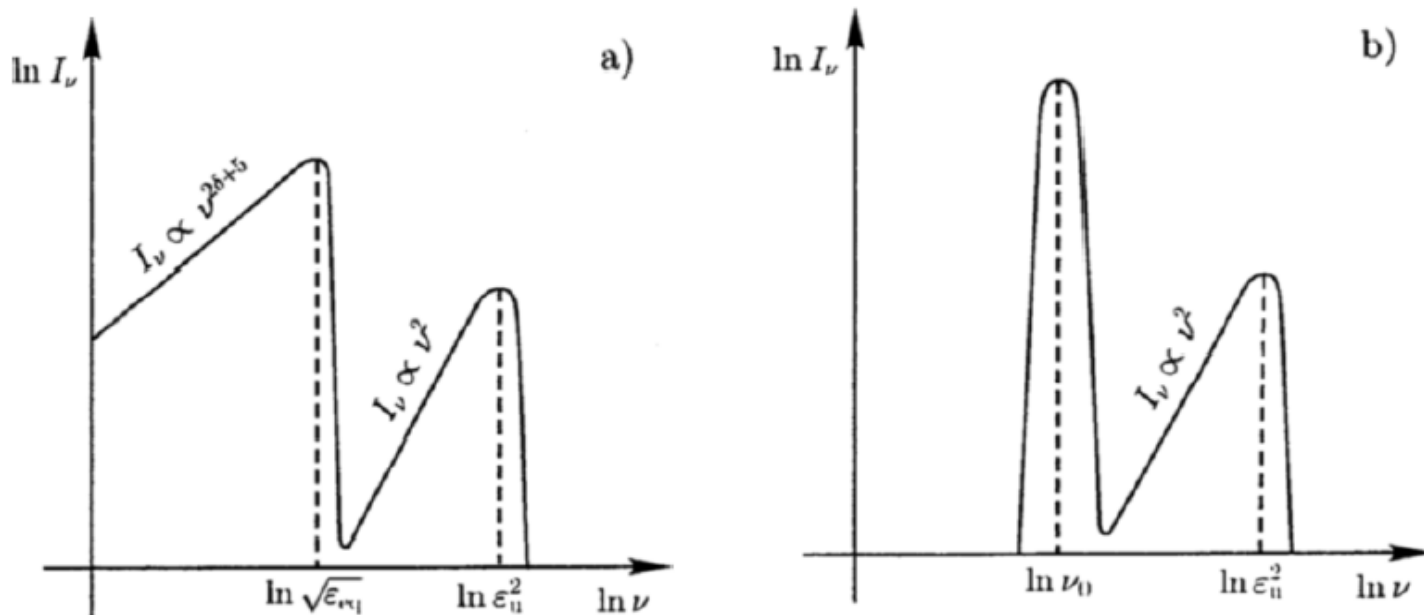


Fig. 2. Schematic view of the frequency spectrum I_ν of the synchrotron-maser emission. The spectrum at frequencies $\nu \lesssim \sqrt{\epsilon_{\text{eq}}}$, at which the reabsorption is negative, has the power-law form (31) if $\delta < -13/6$ (a) and a narrow maximum if $\delta > -13/6$ (b). As for the frequencies $\epsilon_u^{1/2} \lesssim \nu \lesssim \epsilon_u^2$ at which the absorption is positive, we have $I_\nu \sim \epsilon_u \nu^2$. The level of radiation at higher frequencies $\nu > \epsilon_u^2$ is determined by weak spontaneous emission. Here ϵ_u is the characteristic width of the electron distribution determined by the radiation outside the amplification range (see Sec. 4 below).

Ондуляторное излучение (undulator)

$$\omega_u = \frac{2\pi U}{\lambda_u}; \quad \lambda_u - \text{период ондулятора}$$

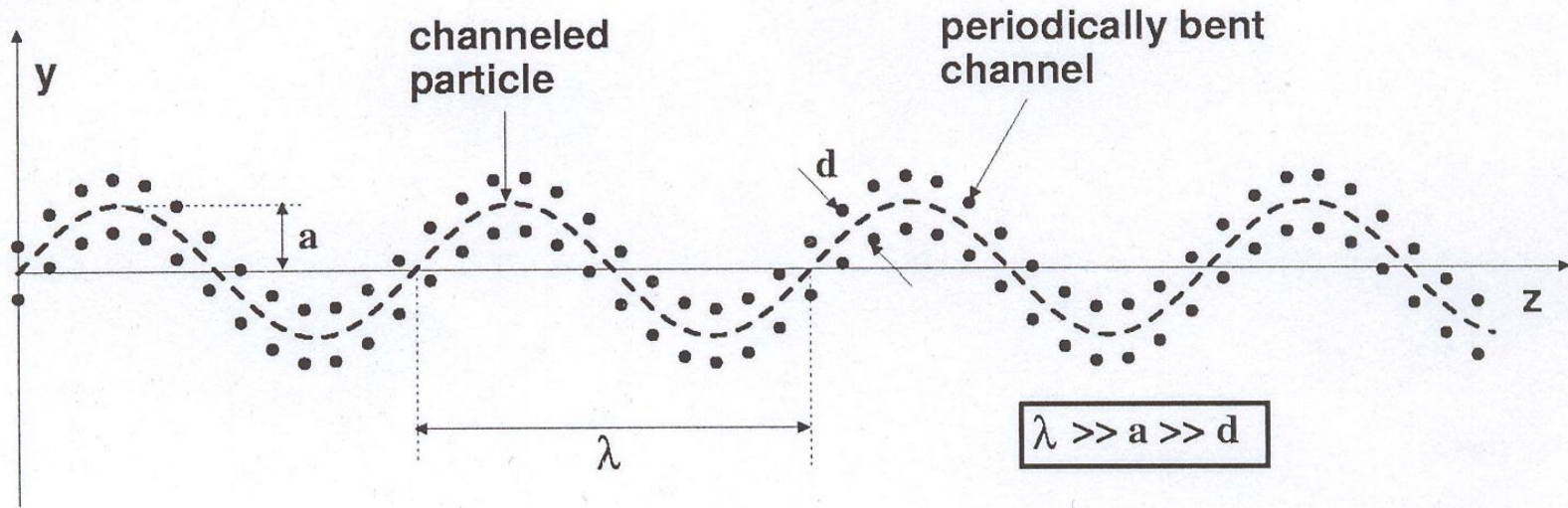


Figure 1. Schematic representation of the initially linear planar channel bent by the transverse acoustic wave. The notations are: d is the channel width, a, λ are the AW amplitude and wavelength, respectively.