Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 42 *1962* *Вып. 4*

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОВЕДЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

Г. М. Заславский, С. С. Моисеев

Исследуется характер циклотронной и апериодической неустойчивости в релятивистской плазме. Показано, что устойчивость релятивистской плазмы по отношению к циклотронному резонансу и к апериодической неустойчивости повышается по сравнению с нерелятивистской плазмой.

Вопрос о поведении и устойчивости нерелятивистской плазмы с анизотропным распределением скоростей исследовался в ряде работ (см., например, [1-3]). Такие особенности релятивистской плазмы, как рост излучения в магнитном поле, зависимость массы частиц от скорости, резкий обрыв «хвоста» распределения по скоростям ($v \sim c$), позволяют ожидать определенных изменений в поведении плазмы. Например, циклотронная неустойчивость [2] зависит от формы «хвоста» функции распределения. Ниже рассматриваются в кинетическом приближении некоторые свойства релятивистской плазмы при наличии анизотропии в распределении скоростей.

1. Циклотронная неустойчивость релятивистской плазмы

Исследуем вопрос о циклотронной неустойчивости плазмы с релятивистскими электронами в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$. Нас будут интересовать процессы с характерными частотами

$$\operatorname{Re}\omega \gg 1/\tau_D, \tag{1}$$

где τ_D — время рассеяния при соударениях. При рассеянии релятивистских электронов на нерелятивистских частицах из результатов Беляева и Будкера [4] легко получить

$$\tau_D = m^2 v^3 \gamma^2 / 8\pi (ee')^2 Ln', \tag{2}$$

где e, m, v — заряд, масса и скорость электронов; e', n' — заряд и плотность нерелятивистских частиц; L — кулоновский логарифм; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Заметим также, что последовательный учет магнитотормозного излучения привел бы к задаче об устойчивости нестационарных состояний (при этом, в частности, нельзя было бы искать поправку к функции распределения с зависимостью от времени только в виде $e^{i\omega t}$). Однако, как видно будет из дальнейшего, циклотронная неустойчивость в практически интересных случаях возникает при частотах, для которых

$$\operatorname{Re}\omega \gg 1/\tau_{\text{изл}}, \tag{3}$$

где время магнитотормозного излучения $\tau_{\text{изл}}$ при $\gamma^2 \gg 1$ равно

$$\tau_{\text{изл}} = 3m^3c^7 / 2e^4 H_0^2 v_\perp^2 \gamma \qquad (\mathbf{v}_\perp \perp \mathbf{H}_0). \tag{4}$$

Неравенство (3) позволяет исследовать условия возникновения циклотронной неустойчивости без учета излучения. При этом характер развития неустойчивости будет зависеть от соотношения между $\tau_{\text{изл}}$ и $1/\operatorname{Im}\omega$.

Релятивистское кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ в предположениях (1) и (3) имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \left\{e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H})]\right\}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0\,. \tag{5}$$

Здесь $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — поля волны возмущения, равные

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^0 e^{i(\mathbf{kr}-\omega t)}; \qquad \mathbf{H} = \mathbf{H}^0 e^{i(\mathbf{kr}-\omega t)}. \tag{5'}$$

Решение уравнения (5) ищем в виде $f = f_0 + f_1$, где f_1 — малая поправка, а [1])

$$f_0 = f_0\left(\sqrt{1 + u_\alpha^2},\ (u_\alpha H_{0\alpha})^2\right) \tag{6}$$

— решение уравнения

$$[\mathbf{v}\mathbf{H}_0]\,\partial f_0/\partial \mathbf{p} = 0, \qquad u_\alpha = v_\alpha \gamma / c. \tag{6'}$$

Учитывая релятивистскую инвариантность функции распределения [4], нетрудно записать f_0 в произвольной системе отсчета:

$$f_0 = f_0\left(U_i u_i,\ (\varepsilon_{iklm} u_i U_k F_{lm})^2\right).$$

Здесь u_i и U_i — 4-скорости соответственно частицы и усредненного движения (в рассматриваемой системе отсчета $U_\alpha = 0$), F_{lm} — тензор электромагнитного поля, связанного с $\mathbf{H}_0$; ε_{iklm} — антисимметричный единичный тензор четвертого ранга.

Аналогично расчетам Трубникова [5], легко получить обобщение выражения для тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}$ в релятивистской плазме с произвольным распределением по импульсам вида (6). Для волны с частотой ω, распространяющейся вдоль $\mathbf{H}_0$ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$), имеем

$$\varepsilon_{xx} = 1 + \frac{\omega_0^2}{2\omega}\int d\mathbf{p}\cdot p_\perp^2 \sum_{n=1,\,-1}\left(-i\pi\delta_+ + \frac{1}{\omega}F_2\right),$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -\frac{i\omega_0^2}{2\omega}\int d\mathbf{p}\cdot p_\perp^2 \sum_{n=1,\,-1} n\left(-i\pi F_1\delta_+ + \frac{1}{\omega}F_2\right),$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{2i\,\omega_0^2}{\omega}\int d\mathbf{p}\cdot p_\parallel^2\,\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2}\,\delta_+(\gamma\,(\omega - kv_\parallel)),$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{xx}, \qquad \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0.$$

Здесь

$$F_1 = \frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2} + \frac{n\Omega}{\omega\gamma}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2}\right), \qquad F_2 = \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2},$$

$$\delta_+ = \delta_+\left[(\omega - kv_\parallel)\,\gamma - n\Omega\right], \qquad \delta_+(x) = \frac{i}{\pi}\,\mathrm{P}\left(\frac{1}{x}\right) + \delta(x),$$

$$\Omega = |\,eH_0/mc\,|\,, \qquad \omega_0^2 = 4\pi n_0 e^2/m,$$

n_0 — плотность электронов.

В нерелятивистском пределе компоненты для $\varepsilon_{\alpha\beta}$ совпадают с соответствующими выражениями из работы Сагдеева и Шафранова [2], если в них положить $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$. Дисперсионное уравнение для необыкновенной волны

---

[1]) Греческие индексы пробегают три значения, латинские — четыре.

($n = 1$) имеет вид

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega}\int d\mathbf{p}\cdot p_\perp^2 \left\{- i\pi\delta_+ [(\omega - kv_\parallel)\gamma - \Omega] \times \right.$$
$$\left. \times \left[\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2} + \frac{\Omega}{\omega\gamma}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2}\right)\right] + \frac{1}{\omega}\left(\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2} - \frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2}\right)\right\}. \tag{7}$$

Если

$$\left|\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp^2}\right| > \left|\frac{\partial f_0}{\partial p_\parallel^2}\right|,$$

то, как известно [2], циклотронная неустойчивость связана с раскачкой необыкновенной волны.

В качестве f_0 удобно взять функцию

$$f_0 = A \exp\{-\sigma (\sqrt{1 + (p/mc)^2} + \sqrt{1 + (\sigma_1 p_\parallel/\sigma mc)^2})\}, \tag{8}$$

удовлетворяющую (6′). Здесь A — нормировочный множитель, σ и σ_1 — параметры распределения. В нерелятивистском пределе (8) переходит в максвелловское распределение с двумя температурами ($T_\perp$, $T_\parallel$).

При слабой анизотропии ($\sigma_1^2 u_z^2/\sigma^2 \ll 1$) имеем из (8)

$$A = \frac{\sigma}{4\pi (mc)^3 K_2(\sigma)}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_1}{\sigma}\right)^2 \frac{K_3(\sigma)}{K_2(\sigma)}\right], \tag{9}$$

$$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma}\right)^2 = \frac{K_2(\sigma)}{K_3(\sigma)}\frac{\Delta P}{P}, \tag{10}$$

где $K_\mu(\sigma)$ — функция Макдональда индекса μ, $P = P_\perp \approx P_\parallel$, $\Delta P = P_\perp - P_\parallel > 0$ ($P_\parallel$ — давление вдоль $\mathbf{H}_0$, $P_\perp$ — давление в перпендикулярном к $\mathbf{H}_0$ направлении).

Подстановка (8) в (7) и несколько громоздкое, но простое интегрирование приводят при $v\gamma/c \gtrsim 1$ к следующим выражениям для действительной и мнимой частей квадрата показателя преломления N^2:

$$\operatorname{Re} N^2 = 1 + \omega_0^2/\omega\,\Omega, \tag{11}$$

$$\operatorname{Im} N^2 = -2\pi^2 \frac{\omega_0^2\Omega}{\omega\,(kc)^2} A \frac{(mc)^3}{\sigma} \times$$
$$\times \left[\frac{(\sigma_1/\sigma)^2}{\sqrt{1 + (\varkappa\sigma_1/\sigma)^2}}\frac{\Omega}{\omega} - 1\right] \exp\{-\sigma(\varkappa + \sqrt{1 + (\varkappa\sigma_1/\sigma)^2})\}, \tag{12}$$

где $\varkappa = \Omega/kc$. При выводе (11) и (12) использовались неравенства

$$\varkappa \gg \bar{\gamma}, \qquad \omega_0^2 \gg \omega\,\Omega.$$

Мы рассматриваем возмущения типа $e^{i(\mathbf{kr} - \omega t)}$, поэтому неустойчивость возникает, если выражение для $\operatorname{Im} N^2$ становится отрицательным.

Используя (9), (10) и (12), легко получим при слабой анизотропии минимальное время раскачки и условие неустойчивости для ультрарелятивистских электронов ($\sigma\bar{\gamma} \sim 1$, $\sigma \ll 1$). Именно, при $(\varkappa\sigma_1/\sigma)^2 \ll 1$ время нарастания равно

$$\tau_{\text{нар}} \sim \bar{\gamma}^{3/2}\frac{\omega_0}{\Omega^2}\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^{-1/2} \exp\left\{\frac{\Omega}{\omega_0}\left(\bar{\gamma}\frac{\Delta P}{P}\right)^{-1/2}\right\} \tag{13}$$

и неустойчивость возникает при частотах

$$\omega < \sigma\Omega\,\Delta P/P. \tag{14}$$

Аналогично для случая $(\varkappa\sigma_1/\sigma)^2 \gg 1$

$$\tau_{\text{нар}} \sim \bar{\gamma}^{3/2}\, \Omega^{-1} \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^{-1/2} \exp\left\{\frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\left(\bar{\gamma}\,\frac{\Delta P}{P}\right)^{-1/2}\right\}, \tag{15}$$

$$\omega < \sigma\,\frac{\omega_0^2}{\Omega}\,\frac{\Delta P}{P}. \tag{16}$$

Поскольку в нерелятивистском случае граница неустойчивости [2] определяется неравенством $\omega < \Omega\Delta P/P$, то, согласно (14) и (16), в ультрарелятивистском случае область неустойчивости сужается пропорционально σ и граница неустойчивости перемещается в сторону длинных волн. Последнее обстоятельство может привести к повышению устойчивости релятивистской плазмы ограниченных размеров.

Отметим, что, например, при $(\varkappa\sigma_1/\sigma)^2 \gg 1$ условие (3) для частот с минимальным временем раскачки принимает вид

$$\frac{H_0}{er_0n_0}\,\bar{\gamma}^{-3}\left[1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\left(\bar{\gamma}\,\frac{\Delta P}{P}\right)^{-1/2}\right] \gg 1$$

и выполняется в достаточно широкой области (r_0 — классический радиус электрона).

Наличие экспоненциального множителя в выражениях (13), (15) приводит к сильному изменению соотношения между $\tau_{\text{нар}}$ и $\tau_{\text{изл}}$. Так, при

$$n \sim 10^{12}\ \textit{см}^{-3}, \qquad H_0 \sim 10^4\ \text{Oe}, \qquad \bar{\gamma} \sim 10, \qquad \Delta P/P \sim 10^{-2}$$

получим из (15) и (16)

$$\tau_{\text{нар}} \sim 10^4\ \textit{сек}, \qquad \tau_{\text{изл}} \sim 1\ \textit{сек}, \qquad \lambda \sim 1/k > 100\ \textit{см},$$

а при $n \sim 10^{13}$ $\textit{см}^{-3}$ и прежних значениях остальных параметров $\tau_{\text{нар}} \sim 10^{-6}$ *сек*, $\tau_{\text{изл}} \sim 1$ *сек*. Строго говоря, формулы (13) и (15) справедливы при $\tau_{\text{изл}} \gg \tau_{\text{нар}}$.

Сделаем некоторые замечания о влиянии излучения на устойчивость нерелятивистского двухтемпературного максвелловского распределения, где физическая картина более наглядна. Полагая силу излучения равной

$$\mathbf{F}_{\text{изл}} = \frac{2}{3}\,\frac{e^4}{m^2c^5}\,[\mathbf{H}_0\,[\mathbf{H}_0\mathbf{v}]]$$

и выбирая начальное распределение в виде

$$f_{t=0}(v_\perp, v_\parallel) = n_0\,(2\pi mT_\perp)^{-1}\,(2\pi mT_\parallel)^{-1/2} \exp\{-mv_\perp^2/2T_\perp - mv_\parallel^2/2T_\parallel\},$$

получаем решение кинетического уравнения с учетом излучения для прозрачной плазмы

$$f(t, v_\perp, v_\parallel) = n_0\,(2\pi mT_\perp)^{-1}\,(2\pi mT_\parallel)^{-1/2} \times$$
$$\times \exp\left\{Kt - \frac{mv_\parallel^2}{2T_\parallel} - \frac{mv_\perp^2}{2T_\perp}\,e^{Kt}\right\}. \tag{17}$$

Здесь

$$K = \frac{4}{3}\,\frac{e^4H_0^2}{m^3c^5} = 2\,/\,\tau_{\text{изл}}^{(\text{нер})} \tag{18}$$

и введено нерелятивистское время излучения $\tau_{\text{изл}}^{(\text{нер})}$. Изменение анизотропии со временем, как видно из (17), получим, вводя новую температуру

$$T_\perp' = T_\perp e^{-Kt}. \tag{19}$$

Если существовала начальная анизотропия $T_\perp > T_\parallel$, то, согласно (17) и (19), она исчезает к моменту времени

$$\tau = \frac{1}{2}\tau_{\text{изл}}^{(\text{нер})}\ln(T_\perp / T_\parallel).$$

При $t > \tau$ возникает анизотропия обратного знака, которая, однако, не приведет к циклотронной неустойчивости [2].

Рассмотрим вопрос о циклотронной неустойчивости при частотах

$$1/\operatorname{Re}\omega \ll \min\{\tau,\ \tau_{\text{изл}}^{(\text{нер})}\}.$$

Тогда можно фиксировать функцию распределения в некоторый момент времени

$$t_0 < \min\{\tau,\ \tau_{\text{изл}}^{(\text{нер})}\}$$

и решать задачу об устойчивости при начальном распределении $f(t_0)$, считая t_0 параметром. Сагдеевым и Шафрановым [2] получено выражение для максимального инкремента раскачки волн:

$$\operatorname{Im}\omega = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\omega_0\left(\frac{T'_\perp - T_\parallel}{T'_\perp}\right)^{3/2}\frac{T'_\perp}{T_\parallel}\left(\frac{2T_\parallel}{mc^2}\right)^{1/2}\exp\left\{-\frac{H_0^2}{8\pi n_0 T_\parallel}\frac{T'_\perp}{T'_\perp - T_\parallel}\right\}. \quad (20)$$

С учетом (19) формула (20) показывает изменение инкремента со временем, который уменьшается благодаря наличию излучения. Нетрудно видеть, что область неустойчивости, полученная в [2], уменьшается, и граница неустойчивости смещается в сторону длинных волн. Следует отметить, что если $\operatorname{Im}\omega \ll 1/\tau$, то неустойчивость вообще не успевает развиться. Поскольку с повышением температуры запертость излучения в плазме падает [6], то приведенные выше рассуждения качественно пригодны лишь для достаточно горячих нерелятивистских электронов.

2. Неустойчивость в отсутствие внешних полей

Как видно из (7), при $h_0 = 0$ циклотронная неустойчивость пропадает. Ниже, однако, будет показано, что в отсутствие внешних полей в плазме с анизотропным распределением скоростей существует неустойчивость апериодического типа.

Исходная линеаризованная система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + \left\{e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{vH}]\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} = 0,$$
$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi e}{c}\int \mathbf{v} f_1\, d\mathbf{p} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \qquad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (21)$$

где f_0 — начальное распределение в форме (8), f_1 — малая поправка к f_0 за счет полей возмущения $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, взятых, как обычно, в виде (5′). Выбирая ось z вдоль $\mathbf{k}$, ось x вдоль $\mathbf{E}$ и подставляя (5′) в (21), получаем выражение для поправки f_1:

$$f_1 = ieH_y\frac{[\omega / kc - p_z / mc\gamma]\,\partial f_0 / \partial p_x + (p_x / mc\gamma)\,\partial f_0 / \partial p_z}{kv_z - \omega} \quad (22)$$

и окончательно следующее дисперсионное уравнение:

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 = \frac{\omega_0^2}{c}\int\frac{p_x d\mathbf{p}}{p_z - m\gamma\omega / k}\left[\left(\frac{\omega}{kc}m - \frac{1}{\gamma c}p_z\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_x} + \frac{p_x}{\gamma c}\frac{\partial f_0}{\partial p_z}\right]. \quad (23)$$

Нас будут интересовать решения с малыми $\operatorname{Re}\omega$. При этом границу области неустойчивости найдем, положив в (23) $\omega = 0$. Для граничных значений

$k = k_0$ имеем

$$k_0^2 = \frac{\omega_0^2 m\sigma}{c} \int \frac{p_x^2 d\mathbf{p}}{\sqrt{p^2 + m^2c^2}} \left(\frac{\sigma_1}{\sigma mc}\right)^2 \frac{f_0}{\sqrt{1 + (\sigma_1 p_z / \sigma mc)^2}} . \tag{24}$$

Как видно из (24), неустойчивость рассматриваемого типа ($k_0^2 > 0$) для анизотропной функции возможна. Выполняя интегрирование в (24) при слабой анизотропии, получаем

$$k_0^2 = \omega_0^2 c^{-2} (\sigma_1/\sigma)^2. \tag{25}$$

Используя (10), приводим (25) к виду

$$k_0^2 = \omega_0^2 c^{-2} (\Delta T/T), \qquad \sigma \gg 1, \tag{26а}$$

$$k_0^2 = \sigma\omega_0^2 c^{-2} (\Delta P/P), \qquad \sigma \ll 1. \tag{26б}$$

Выясним, для каких k возникает неустойчивость при переходе через границу k_0. Для этого решим уравнение (23) вблизи $|\omega|/kc \ll 1$. Ограничиваясь ультрарелятивистским случаем и слабой анизотропией, получаем из (23)

$$k^2 = \pi A\sigma \frac{\omega_0^2}{c^2} \int\limits_0^\infty dp \cdot p^2 \exp(-\sigma p/mc) \times$$

$$\times \int\limits_{-1}^{+1} d\xi\, (1 - \xi^2) \left[\frac{\omega}{kc} + \xi pmc \left(\frac{\sigma_1}{\sigma mc}\right)^2\right] \frac{1}{\xi - \omega / kc} \tag{27}$$

(поскольку нас интересуют нарастающие решения, то контур интегрирования в (23) выбран вдоль действительной оси). Окончательно получаем

$$\frac{\omega}{kc} = -i \frac{4}{\pi} \frac{c^2}{\omega_0^2} \frac{k^2 - k_0^2}{\sigma + 3(\sigma_1 / \sigma)^2} . \tag{28}$$

Отсюда видно, что нарастающие решения получаются при $k < k_0$. Поскольку задача рассматривалась для неограниченной плазмы, то можно утверждать, что неустойчивость возникает, если характерные размеры установки $d \gg 1/k_0$. Из (26б), видим, что в ультрарелятивистском случае область неустойчивости уменьшается пропорционально $\sqrt{\sigma}$ и граница неустойчивости перемещается, как и в случае циклотронной неустойчивости, в область длинных волн.

Учитывая, что минимальное время раскачки апериодической неустойчивости

$$\tau_a \sim \omega_0^{-1} \overline{\gamma}^{1/2} (\Delta P/P)^{-3/2}, \tag{29}$$

имеем для отношения времен

$$\tau_D/\tau_a \sim \overline{\gamma}^{3/2} (\Delta P/P)^{3/2} / r_0^{3/2} \sqrt{n'} L, \tag{30}$$

где $n' \approx n_0$. Формула (30) показывает, что пренебрежение столкновениями при исследовании данной неустойчивости во всех практически интересных случаях законно.

Как легко видеть из (22) и (8), возникающий за счет анизотропии скоростей средний ток в магнитном поле возмущения направлен против электрического поля, что и приводит к нарастанию возмущения при $k < k_0$.

Авторы выражают благодарность Г. И. Будкеру, Р. З. Сагдееву и В. Л. Покровскому за обсуждение результатов и ценные замечания.

Поступила в редакцию
12 сентября 1961 г.

Литература

[1] А. А. Веденов, Р. З. Сагдеев. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, 3, Изд. АН СССР, 1958, стр. 278.
[2] Р. З. Сагдеев, В. Л. Шафранов. ЖЭТФ, **39**, 181, 1960.
[3] А. Б. Киценко, К. П. Степанов. ЖТФ, **31**, 176, 1961.
[4] С. Т. Беляев, Г. И. Будкер. ДАН СССР, **107**, 807, 1956.
[5] Б. А. Трубников. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, **3**, Изд. АН СССР, 1958, стр. 104.
[6] Б. А. Трубников, А. Е. Бажанова. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, **3**, Изд. АН СССР, 1958, стр. 121.

ON SOME PECULIARITIES IN THE BEHAVIOR OF A RELATIVISTIC PLASMA WITH AN ANISOTROPIC DISTRIBUTION OF ELECTRON VELOCITIES

G. M. Zaslavsky, S. S. Moiseyev

The nature of cyclotron and aperiodic instabilities in a relativistic plasma is investigated. It is shown that the stability of a relativistic plasma with respect to cyclotron resonance and to aperiodic instability is greater than that of a nonrelativistic plasma.