ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.951.2

КИНЕТИЧЕСКИЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ПУЧКОВ В РЕЖИМЕ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

М. В. Кузелев

(кафедра общей физики для физического факультета)

На примерах потока захваченных продольной волной электронов и прямолинейного электронного пучка в постоянном магнитном поле показано, что в условиях аномального эффекта Доплера возможно появление инкрементов нарастания колебаний, пропорциональных резонансному значению функции распределения электронов.

Одним из важных механизмов вынужденного излучения пучком невозбужденных электронов-осцилляторов является аномальный эффект Доплера [1], который проявляется, если собственная осцилляторная частота электронов ω_0 достаточно велика. Для исследования кинетических и гидродинамических излучательных неустойчивостей в условиях аномального эффекта Доплера введем следующие четыре параметра:

$$\varphi=|\delta\omega|/\omega_0,\quad \psi=|\delta\omega|/\omega,\quad \chi=\omega_0/\omega,\quad \sigma=\Delta v/v_0, \tag{1}$$

где ω — частота излучения, $\delta\omega$ — гидродинамический инкремент, v_0 — средняя скорость пучка, а Δv — ширина его функции распределения. Так, при

$$\sigma\ll\min\{\psi,\ \chi\} \tag{2}$$

неустойчивость является гидродинамической, причем если $\varphi\gg1$, то неустойчивость обусловлена одночастичным эффектом Черенкова [2], а при $\varphi\ll1$ она переходит в режим аномального эффекта Доплера [2, 3]. Если же

$$\sigma\gg\max\{\psi,\ \chi\}, \tag{3}$$

то неустойчивость является кинетической, причем инкремент ее нарастания, как будет показано ниже, независимо от значения параметра φ дается одной и той же формулой. И наконец, при

$$\psi\ll\sigma\ll\chi \tag{4}$$

неустойчивость также является кинетической, но инкремент ее нарастания оказывается существенно иным, чем в случае (3).

Начнем рассмотрение с излучательной неустойчивости пучка полностью замагниченных электронов, захваченных некоторой продольной, движущейся со средней скоростью пучка v_0 электромагнитной волной. Амплитуду захватившей волны считаем неизменной*. Ясно, что от амплитуды и длины этой волны зависит частота осцилляций электронов ω_0.

---

* В гидродинамическом приближении такое излучение рассматривалось в [4].

Для исследования неустойчивости удобно исходить из уравнения движения отдельного электрона

$$\frac{d^2z}{dt^2}+\omega_0^2(z-z_н)=\frac{e}{m}\beta^2\,\mathrm{Re}\,(E_{\parallel}e^{-i\omega t+ikz}). \tag{5}$$

Здесь $E_{\parallel}$ — проекция амплитуды излучаемой волны в направлении движения пучка, $z_н=z_0+v(t-t_0)$ — закон невозмущенного движения электрона, β^2 — параметр, характеризующий связь излучаемой волны и пучка и учитывающий возможную поперечную неоднородность системы. При написании (5) движение электронов считалось для простоты одномерным (полностью замагниченный пучок) и учтена квазиупругая сила ($\sim\omega_0^2$), обусловленная воздействием на электроны поля захватившей их волны. Частота ω в (5) считается комплексной, т. е. $\omega\to\omega+i\delta\omega$.

Решая уравнение (5) с точностью до квадратичных по $z-z_н$ членов, проводя в нем усреднение по начальным координатам z_0 в интервале, равном длине волны, и по функции распределения электронов $f(v)$ $(\int f(v)dv=1)$, а также учитывая законы сохранения энергии и импульса при излучении, получим уравнение для плотности энергии излучения W:

$$\frac{dW}{dt}=-\frac{1}{\alpha}\beta^2\omega\omega_b^2\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty}f(v)\,S(v)\,dv\right\}W. \tag{6}$$

Здесь α — коэффициент пропорциональности, введенный по формуле $W=\alpha|E_{\parallel}|^2/8\pi$ и определяемый конкретной природой излучаемой волны, ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка, а

$$S(v)=\frac{\delta\omega\,(\omega-kv)}{[(\omega-kv)^2-\omega_0^2-\delta\omega^2]^2+4\,(\omega-kv)^2\,\delta\omega^2} \tag{7}$$

— функция, задающая в пространстве скоростей области резонансного поглощения и испускания электронами на частоте ω. Конкретный вид констант α, β^2 и ω_0 для нас здесь совершенно не существен. Уравнение

$$2\delta\omega=-\frac{1}{\alpha}\beta^2\omega\omega_b^2\int f(v)\,S(v)\,dv \tag{8}$$

и определяет в неявном виде инкремент неустойчивости.

Нетрудно видеть, что при выполнении неравенств (2), когда $f(v)$ меняется существенно быстрее функции $S(v)$, получаются следующие выражения для инкрементов гидродинамической пучковой неустойчивости:

$$\delta\omega=\begin{cases}\dfrac{\sqrt{3}}{2}\left(\dfrac{1}{4}\beta^2\alpha^{-1}\omega\omega_b^2\right)^{\frac{1}{3}}, & \varphi\gg 1,\\[2ex] \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{1}{2}\beta^2\alpha^{-1}\dfrac{\omega\omega_b^2}{\omega_0}\right)^{\frac{1}{2}}, & \varphi\ll 1.\end{cases} \tag{9}$$

Первый инкремент реализуется при $\omega-kv_0=-\delta\omega/\sqrt{3}$ и обусловлен одночастичным эффектом Черенкова. Второй достигается при $\omega-kv_0=-\omega_0$ и связан с аномальным эффектом Доплера. Это известные результаты (см., напр., [2]).

Перейдем теперь к горячим пучкам, для которых выполнено условие (3). Используя разложение

$$f(v)=f\left(\frac{\omega}{k}\right)+\left(v-\frac{\omega}{k}\right)\frac{df}{dv}\bigg|_{v=\omega/k}, \tag{10}$$

сведем уравнение (8) к виду

$$2\delta\omega=\frac{1}{\alpha}\beta^2\frac{\omega\omega_b^2}{k^2}\frac{df}{dv}\bigg|_{v=\omega/k}\cdot J(\varphi), \tag{11}$$

где

$$J(\varphi)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{x^2dx}{[x^2-1-\varphi^{-2}]^2+4x^2}. \tag{12}$$

Казалось бы, что в соответствии с (11) и (12) структура инкремента зависит от параметра φ, т. е. различна для различных ω_0^2. Однако вычисление (12) дает иной результат: $J(\varphi)=\pi/2$. Таким образом,

$$\delta\omega=\frac{\pi}{4}\beta^2\alpha^{-1}\frac{\omega\omega_b^2}{k^2}\frac{df}{dv}\bigg|_{v=\omega/k}. \tag{13}$$

Это хорошо известный инкремент (или декремент), обусловленный эффектом обратного затухания Ландау [5]. Новым же является то, что инкремент (13) справедлив не только при $\varphi\gg1$, но и в обратном пределе. Другими словами, при увеличении теплового разброса электронов пучка как первый, так и второй гидродинамические инкременты переходят в один и тот же инкремент (13). Однако при $\varphi\ll1$ это имеет место только в очень горячих пучках. Исследуем поэтому промежуточный случай (4).

При выполнении (4) функцию $S(v)$ можно заменить на следующую:

$$S(v)=\frac{\delta\omega}{4\omega_0}\left\{\frac{1}{(\omega-kv-\omega_0)^2+\delta\omega^2}-\frac{1}{(\omega-kv+\omega_0)^2+\delta\omega^2}\right\}. \tag{14}$$

После чего, выполняя в (8) элементарное интегрирование, получим выражение для инкремента

$$\delta\omega=\frac{\pi}{8}\beta^2\alpha^{-1}\frac{\omega\omega_b^2}{k\omega_0}(f^+-f^-), \tag{15}$$

где

$$f^{\pm}=f\,|_{v=\omega/k\pm\omega_0/k}.$$

Если опять предположить, что функция распределения монотонна во всем интересующем нас интервале скоростей, и использовать разложение $f^{\pm}=f_{v=\omega/k}\pm\frac{\omega_0}{k}\frac{df}{dv}$, то инкремент (15) сведется к (13). Однако в случае (4) монотонность функции распределения отсутствует и инкремент (15) существенно отличается от обычного инкремента (13). Очевидно, что при $\Delta v\ll\omega_0/k$ числа частиц поглощающих и излучающих значительно отличаются друг от друга, т. е. $f^+\neq f^-$. Частиц со скоростью $v=\omega/k-\omega_0/k$ может вообще не быть и тогда инкремент кинетической неустойчивости (15) сводится к следующему:

$$\delta\omega = \frac{\pi}{8}\beta^2\alpha^{-1}\frac{\omega\omega_b^2}{k\omega_0} f\,|_{v=\omega/k+\omega_0/k}. \tag{16}$$

Из (16) видно, что излучение обусловлено резонансной группой электронов, для которых $\omega - kv = -\omega_0$, но это как раз и есть условие излучения при аномальном эффекте Доплера. Таким образом, инкремент (16) обобщает второй гидродинамический инкремент (9) на кинетическую область. Таблица поясняет, в какой области параметров реализуется тот или иной инкремент.

$\omega_0 \ll \lvert\delta\omega\rvert$		$\omega_0 \gg \lvert\delta\omega\rvert$	
$\frac{\Delta v}{v} \ll \frac{\omega_0}{\omega}$	$\delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{1}{4}\frac{\beta^2\omega\omega_b^2}{\alpha}\right)^{\frac{1}{3}}$	$\frac{\Delta v}{v} \ll \frac{\lvert\delta\omega\rvert}{\omega}$	$\delta\omega = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\frac{\beta^2\omega\omega_b^2}{\alpha\omega_0}\right)^{\frac{1}{2}}$
$\frac{\Delta v}{v} \ll \frac{\lvert\delta\omega\rvert}{\omega}$	»	$\begin{cases}\frac{\Delta v}{v} \gg \frac{\lvert\delta\omega\rvert}{\omega}\\ \frac{\Delta v}{v} \ll \frac{\omega_0}{\omega}\end{cases}$	$\delta\omega = \frac{\pi}{8}\frac{\beta^2\omega\omega_b^2}{\alpha k\omega_0} f\Big\rvert_{\frac{\omega+\omega_0}{k}}$
$\frac{\Delta v}{v} \gg \frac{\lvert\delta\omega\rvert}{\omega}$	$\delta\omega = \frac{\pi}{4}\frac{\beta^2\omega\omega_b^2}{\alpha k^2}\frac{df}{dv}\Big\rvert_{\frac{\omega}{k}}$	$\frac{\Delta v}{v} \gg \frac{\omega_0}{\omega}$	$\delta\omega = \frac{\pi}{4}\frac{\beta^2\omega\omega_b^2}{\alpha k^2}\frac{df}{dv}\Big\rvert_{\frac{\omega}{k}}$

Рассмотрим теперь еще одну хорошо известную неустойчивость, связанную с излучением пучком чисто поперечных циркулярно поляризованных электромагнитных волн в постоянном внешнем магнитном поле [6]. Аналогом уравнения (6) в этом случае будет

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{\alpha}\beta^2\frac{\omega_H\omega_b^2}{\omega}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} f(v)\,S(v)\,dv\right\}W, \tag{17}$$

где ω_H — электронная циклотронная частота (она является аналогом ω_0),

$$S(v) = \frac{\delta\omega}{(\omega - kv + \omega_H)^2 + \delta\omega^2}. \tag{18}$$

Естественно также считать, что $\delta\omega,\ \omega_b \ll \omega,\ \omega_H$.

В случае холодного пучка, когда

$$\frac{\Delta v}{v_0} \ll \frac{\delta\omega}{\omega}, \tag{19}$$

из (17) при $\omega - kv_0 = -\omega_H$ получаем известный инкремент [6]

$$\delta\omega = \left(\frac{1}{2}\frac{\beta^2\omega_H\omega_b^2}{\alpha\omega}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{20}$$

обусловленный гидродинамическим аномальным эффектом Доплера. В случае же, противоположном (19), неустойчивость становится кинетической и инкремент ее дается выражением

$$\delta\omega = \frac{\pi}{2}\beta^2\alpha^{-1}\frac{\omega_H\omega_b^2}{k\omega}f|_{v=\omega/k+\omega_H/k}. \qquad (21)$$

Последнее по структуре и смыслу аналогично (16).

В заключение еще раз подчеркнем, что инкременты, пропорциональные самой функции распределения, возникают, если в резонансной точке отсутствует конкуренция между излучающими и поглощающими частицами. Так, в условиях аномального эффекта Доплера невозбужденные осцилляторы могут только излучать. В этом и состоит основной смысл результатов (16) и (21).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., 1981. [2] Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.//Физика плазмы. 1984. 10, № 3. С. 548. [3] Незлин М. В.//УФН. 1976. 120. С. 481. [4] Заславский Г. М., Моисеев С. С., Черников А. А.//ЖЭТФ. 1986. 91. С. 98. [5] Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.//УФН. 1961. 73. С. 701. [6] Железняков В. В.//Изв. вузов. Радиофизика. 1960. 3, № 1. С. 57.

Поступила в редакцию
30.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 535.241.13:534

ВИДЕОФИЛЬТР НА КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

В. Б. Волошинов, О. В. Миронов, В. Н. Парыгин
(кафедра физики колебаний)

Приводятся результаты теоретического исследования спектральной фильтрации изображения в диапазоне длин волн электромагнитного излучения $\lambda=2{,}0\div4{,}0$ мкм с помощью акустооптического фильтра на кристалле парателлурита.

Акустооптические фильтры (АОФ) как устройства управления параметрами оптического излучения привлекают все большее внимание [1]. Это связано с тем, что АОФ обладают рядом достоинств, к числу которых относятся: возможность исследования спектрального состава электромагнитного излучения и быстрая электрическая перестройка в широком диапазоне длин волн света; высокое разрешение при коэффициенте пропускания до 100%, а также фильтрация электромагнитного излучения в нескольких спектральных интервалах одновременно [2—5]. Вместе с тем АОФ могут обеспечить фильтрацию световых пучков с широкими угловыми апертурами [2, 3], величина которых достаточна для фильтрации оптических изображений. В данной работе приводятся результаты теоретического исследования возможности спектральной фильтрации изображения в средней инфракрасной области спектра с помощью фильтра на кристалле парателлурита.

Для создания перестраиваемого АОФ с широкой угловой апертурой светового пучка используется частный случай неколлинеарной анизотропной дифракции оптического луча на ультразвуковой волне, когда плоскость акустооптического взаимодействия (110) проходит