валась ионным травлением с последующим отжигом, установлено, что $(\Delta V)/V=(V_\infty-V_0)/V_0=0.02$. Данному значению при $\varepsilon_x=78\varepsilon_0$, $\varepsilon_y=32\varepsilon_0$ (ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума) соответствует $\sqrt{\sigma_x\sigma_y^{-1}}=1.89$. Проинтегрировав первое из уравнений (1) с использованием результатов [6], получаем для сопротивления кристалла $R=(\varepsilon_1+\sqrt{\varepsilon_x\varepsilon_y})\times(C\sqrt{\sigma_x\sigma_y})^{-1}$, где $C=(\varepsilon_1+\sqrt{\varepsilon_x\varepsilon_y})K(k')L[2K(k)]^{-1}$ — емкость электродов, $k=ab^{-1}$, $k'=\sqrt{1-k^2}$, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл. Значениям $\varepsilon_1=\varepsilon_0$, $R=1.58\cdot10^{12}$ Ом, $C=4.9\cdot10^{-12}$ Ф [7], $\sqrt{\sigma_x\sigma_y^{-1}}=1.89$ соответствуют $k=0.056$, $\sigma_x=110.15\cdot10^{-12}$ Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$, $\sigma_y=30.84\cdot10^{-12}$ Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$. Рассчитанная зависимость $(V-V_0)/V_0$ от t при найденных значениях параметров представлена на рис. 2. Длительность переходного процесса Δt составляет около 19 с, что по порядку величин согласуется с временами $\Delta t\sim20-30$ с, наблюдавшимися в [7]. На рис. 3 представлена также рассчитанная зависимость величины $(\Delta V)/V$ от расстояния между электродами. Видно, что существует оптимальное расстояние a, при котором $(\Delta V)/V=0$.

Список литературы

[1] *Крылов Б. В.* // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1978. № 6. С. 61—65.
[2] *Гусак Н. А., Камач Ю. Э., Овчинников В. М., Сотский Б. А.* // ДАН БССР. 1983. Т. 27. № 10. С. 904—906.
[3] *Гусак Н. А.* // Ковариантные методы в теоретической физике (Оптика и акустика). Минск, 1986. С. 16—24.
[4] *Гусак Н. А., Гриб А. Ф.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 415—417.
[5] *Лепарский В. Е.* // Ковариантные методы в теоретической физике (Оптика и акустика). Минск, 1986. С. 96—100.
[6] *Сотский А. Б., Сизуха В. И.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 684—691.
[7] *Fujiwara T., Sato S., Mori H., Fujii Y.* // J. Lightwave Technol. 1988. Vol. 6. N 6. P. 909—914.
[8] *Fouchet S., Carenco A., Daguet C. et al.* // J. Lightwave Technol. 1987. Vol. 5. N 5. P. 700—708.
[9] *Сотский А. Б., Сотская Л. И., Столяров Ю. Д.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 6. С. 1158—1165.

Институт физики АН БССР
Могилевское отделение

Поступило в Редакцию
14 мая 1990 г.

---

04 *Журнал технической физики, т. 61, в. 7, 1991*

© 1991 г.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС С УЧАСТИЕМ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА (РЭП)

С. В. Давыдов, В. П. Захаров, В. Н. Павленко

Известно, что в нерелятивистской плазме трехволновое параметрическое взаимодействие продольных высокочастотных колебаний не имеет места, поскольку спектр ленгмюровских колебаний является нераспадным.

В настоящей работе показано, что в релятивистской плазменно-пучковой системе возможно трехволновое взаимодействие собственных колебаний пучка при незначительной расстройке параметрического синхронизма. Рассмотрены условия возникновения неустойчивости. Вычисляется пороговое электрическое поле для данного процесса и инкремент развития неустойчивости.

Будем считать, что электронный поток дрейфует со средней скоростью $\mathbf{v}_0=v_0\mathbf{e}_x$ вдоль оси $0x$, а его пространственный заряд в среднем скомпенсирован ионным фоном, который не принимает участия в волновом движении.

Спектр собственных продольных колебаний пучка определяется из дисперсионного уравнения

$$\varepsilon(\omega,\mathbf{k})=1-\frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_0^3\Omega_\parallel^2}\frac{k_x^2+\gamma_0^2\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{k}^2}+i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega_{pe}^2\Omega_\parallel\gamma_0^3}{\mathbf{k}^2(\mathbf{k}_\perp^2\gamma_0^2+k_x^2)^{1/2}v_T^3}e^{-\gamma_0^4\frac{\Omega_\parallel^2}{2(\mathbf{k}_\perp^2\gamma_0^2+k_x^2)v_T^2}}\qquad(1)$$

и имеет вид

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx k_x v_0 + r\omega_{pe}\left(\frac{k_x^2+\gamma_0^2\mathbf{k}_\perp^2}{\gamma_0^3\mathbf{k}^2}\right)^{1/2},$$

$$\Gamma_{\mathbf{k}} \approx \sqrt{\frac{\pi}{8}}\,\frac{\omega_{pe}^4}{k^3 v_\text{т}^3 v_0}\left(\frac{k_x^2+\gamma_0^2\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{k}^2}\right)^{1/2} e^{-\gamma_0\frac{\omega_{pe}^2}{2\mathbf{k}^2 v_\text{т}^2}}, \tag{2}$$

где $\Omega_\parallel = \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0$, $\gamma_0 = 1/\sqrt{1-\beta_0^2}$, $\beta_0 = v_0/c$, Γ_k — коэффициент пространственного затухания продольных колебаний пучка, знаковая функция $r=\pm 1$ определяет две ветви собственных продольных колебаний, $v_\text{т}$ — среднеквадратичная тепловая скорость электронов, ω_{pe} — электронная ленгмюровская частота.

Рассмотрим трехволновое параметрическое взаимодействие собственных продольных колебаний пучка предполагая, что выполняются условия

$$\omega_1 = \omega_2 + \nu\omega_3, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \nu\mathbf{k}_3 + \Delta k\mathbf{e}_x, \tag{3}$$

где ω_i — собственные частоты колебаний пучка с дисперсией (2), Δk — расстройка параметрического синхронизма, $\nu = \pm 1$ — знаковая функция.

Поляризацию и направление волновых векторов выбираем в виде

$$\mathbf{k}_i = \{k_{ix}, k_{iy}, k_{iz}\} \equiv \{k_{ix}, \mathbf{k}_{i\perp}\}, \quad \mathbf{E}_i = \frac{\mathbf{k}_i}{|\mathbf{k}_i|}E_i, \quad i = 1, 2, 3. \tag{4}$$

Из системы уравнений (2), (3) нетрудно получить выражение для Δk

$$\Delta k = \frac{r_1\zeta_1 - (r_2\zeta_2 + \nu r_3\zeta_3)}{v_0},$$

$$\zeta_i = \left(\frac{k_{ix}^2+\gamma_0^2\mathbf{k}_{i\perp}^2}{\gamma_0^3}\right)^{1/2}\frac{\omega_{pe}}{k_i}, \quad i = 1, 2, 3. \tag{5}$$

Для эффективного параметрического взаимодействия необходимо, чтобы $|\mathbf{k}_i| \gg |\Delta k|$, кроме того, учитывая, что дисперсионное уравнение (1) получено в приближении «холодного» РЭП $|\mathbf{k}_i|\, v_\text{т} \ll \omega_p\gamma_0^{-3/2}$, запишем условие, ограничивающее параметры электронного пучка,

$$\frac{v_\text{т}}{c} \ll \frac{\omega_{pe}}{\gamma_0^{3/2}|\mathbf{k}_i|\,c} \ll \beta_0. \tag{6}$$

С помощью многомасштабной теории возмущений [1] из нелинейного уравнения для потенциального электрического поля [2] можно получить уравнения, определяющие динамику изменения амплитуд параметрически взаимодействующих волн E_i [2, 3].

В предположении, что амплитуда волны накачки E_1 намного превышает амплитуды нарастающих волн $E_{2,3}$, получим следующее выражение для инкремента рассматриваемой неустойчивости ($\nu=+1$):

$$\Gamma = -\frac{\Gamma_2+\Gamma_3}{2} + \sqrt{J+J_1} + i\left(\sqrt{J-J_1} - \frac{\Delta k}{2}\right), \tag{7}$$

где

$$J = \sqrt{J_1^2+J_2^2}, \qquad J_1 = \frac{(\Gamma_2-\Gamma_3)^2-\Delta k^2}{8} + \frac{r_2 r_3}{2}E_{10}^2\frac{k_1^2 k_2' k_3'}{k_1'^2 k_2 k_3}V^2, \qquad J_2 = \frac{\Gamma_2-\Gamma_3}{4}\Delta k,$$

матричный элемент взаимодействия

$$V = \frac{1}{16}\,\frac{e}{mv_0}\,\frac{\gamma_0^{7/2}}{\omega_{pe}}\left[\frac{k_1'(\mathbf{k}_2'\mathbf{k}_3')}{k_2 k_3} + r_1 r_2\frac{k_2'(\mathbf{k}_1'\mathbf{k}_3')}{k_1 k_3} + r_1 r_3\frac{k_3'(\mathbf{k}_1'\mathbf{k}_2')}{k_1 k_2}\right],$$

$$\mathbf{k}_i'\mathbf{k}_j' = \mathbf{k}_{i\perp}\mathbf{k}_{j\perp} + \frac{k_{ix}k_{jx}}{\gamma_0^2}, \qquad E_{10} \equiv |\mathbf{E}_1(0)|.$$

Из (7) видно, что экспоненциальное нарастание амплитуд $E_{2,3}$ ($\mathrm{Re}\,\Gamma > 0$) может происходить при условии

$$r_2 r_3\frac{k_1^2 k_2' k_3'}{k_1'^2 k_2 k_3}V^2 E_{10}^2 > \Gamma_2\Gamma_3\left(1 + \left(\frac{\Delta k}{\Gamma_2+\Gamma_3}\right)^2\right). \tag{8}$$

Таким образом, неустойчивость реализуется при условии $r_2 r_3 = +1$, т. е. волны, нарастающие в результате параметрического взаимодействия, должны иметь энергию одного знака. Неравенство (8) устанавливает порог развития неустойчивости. Из (8) видно, чем больше потери в среде $\Gamma_{2,3}$ и сильнее расстройка синхронизма Δk, тем выше порог развития неустойчивости. Если условие (8) не достигнуто, то имеют место осцилляции амплитуд слабых волн. Учитывая, что $\Gamma_2 \sim \Gamma_3 \ll |\Delta k|$, перепишем выражение (7) в более простом виде:

$$\operatorname{Re}\Gamma = \sqrt{r_2 r_3 \frac{k_1^2 k_2' k_3'}{k_1'^2 k_2 k_3} V^2 E_{10}^2 - \frac{\Delta k^2}{4}} - \Gamma_2,$$

$$\operatorname{Im}\Gamma \simeq \frac{\Delta k\,(\Gamma_3 - \Gamma_2)}{4\left(r_2 r_3 \frac{k_1^2 k_2' k_3'}{k_1'^2 k_2 k_3} V^2 E_{10}^2 - \frac{\Delta k^2}{4}\right)^{1/2}}. \tag{9}$$

Таким образом, на начальном этапе процесса взаимодействия неустойчивость развивается с инкрементом $\operatorname{Re}\Gamma$. Результатом рассогласования параметрического синхронизма ($\Delta k \neq 0$) является осцилляция амплитуд взаимодействующих волн с пространственным периодом $L_{\text{ос}} \simeq 2\pi\,|\operatorname{Im}\Gamma|^{-1}$. Если необходимое условие развития неустойчивости не выполняется ($r_2 r_3 = -1$), то имеют место осцилляции амплитуд слабых волн $E_{2,3}$ с частотой

$$\nu = \left(\frac{k_1^2 k_2' k_3'}{k_1'^2 k_2 k_3} V^2 E_{10}^2 + \frac{\Delta k^2}{4}\right)^{1/2}$$

и пространственным периодом $L_{\text{ос}} \simeq 2\pi\nu^{-1}$. Причем для больших расстроек синхронизма ($|\Delta k| \gg \Gamma_{2,3}$, $L_{\text{ос}} \simeq 2\pi/|\Delta k|^{-1}$.

Проведенное рассмотрение справедливо в предположении неподвижности ионного фона. Учет конечности массы компенсирующих ионов, когда ионная ленгмюровская частота $\omega_{pi} \neq 0$ приводит к незначительному видоизменению условия (6), при котором может развиваться рассмотренная выше неустойчивость,

$$\frac{v_{\text{т}}}{c} \ll \frac{\omega_{pe}}{\gamma_0^{3/2}\,|\mathbf{k}_i|\,c}\left(1 + \gamma_0\left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_{pe}}\right)^{2/3}\right)^{3/2} \ll \beta_0. \tag{10}$$

Результаты работы справедливы в области высоких частот колебаний пучка $\omega_i \simeq |\mathbf{k}_i \mathbf{v}_0| \gg \omega_{pe}/\gamma_0^{3/2}$, когда двухпотоковая неустойчивость РЭП, распространяющегося на фоне ионов, не имеет места.

Список литературы

[1] *Ситенко А. Г.* Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. Киев: Наукова думка, 1977. 248 с.

[2] *Ситенко А. Г., Павленко В. Н.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 1. С. 128—140.

[3] *Бережной И. А., Кулиш В. В., Захаров В. П.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 3. С. 660—662.

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.
В окончательной редакции
29 октября 1990 г.

---

02 *Журнал технической физики, т. 61, в. 7, 1991*

© 1991 г.

ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Г. Оганесян, Н. А. Саргсян

На основе вынужденного черенковского эффекта можно создать генераторы электромагнитного излучения в диапазоне от ультрафиолетовых до сантиметровых длин волн. В отличие от схемы, использующей рассеяние электронов в ондуляторе [1], в черенковском лазере пучок частиц движется в диэлектрической среде. Очевидно, что в этом случае оптимальными являются условия, когда диэлектрическая среда — газ, а пучок частиц релятивист-