

В.А. Буц, А.М. Егоров, А.П. Толстолужский

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Харьков, Украина*

E-mail: tolstoluzhsky@kipt.kharkov.ua

Изложены результаты исследований относительно возбуждения коротковолнового когерентного излучения по схеме, аналогичной схемам лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Отличительной особенностью рассматриваемого механизма возбуждения является тот факт, что как падающая на электронный пучок волна, так и рассеянная волна, могут быть медленными. Показано, что в этих условиях возможно значительное увеличение частоты возбуждаемой волны по сравнению с аналогичными схемами традиционных ЛСЭ. Полученные результаты, в частности, позволяют использовать в схемах ЛСЭ электронные пучки с умеренными энергиями.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) являются источниками интенсивного когерентного коротковолнового излучения. Особенно впечатляющие успехи таких источников достигнуты в последнее время (см., например, [1], [2]). В основе этого и в большинстве аналогичных лазеров лежит ондуляторное излучение релятивистских электронных потоков. Максимальная частота возбуждаемого излучения определяется формулой $\omega_{\max} = 4 \cdot \gamma^2 \cdot \Omega$. В этой формуле Ω – частота волны накачки; γ – релятивистский фактор. Физической причиной увеличения частоты рассеянной волны является двойной эффект Доплера.

Исторически первой работой, которую можно отнести к теории ЛСЭ, по-видимому, является работа А. Эйнштейна об отражении излучения от движущегося зеркала. Однако релятивистки движущихся зеркал не бывает. Поэтому в первоначальных исследованиях в качестве зеркал использовались движущаяся плазма и движущиеся электронные пучки. В работах этого направления большое внимание уделялось случаю, когда падающая и отражённая волны были медленными. При этом, как, по-видимому, впервые было указано В.Л. Гинзбургом в релятивистском факторе, фигурирующим в выражении для отражённой волны, следует вместо скорости света поставить фазовую скорость волны.

В этом случае, используя релятивистскую инвариантность фазы ($\varphi_i \equiv \omega_i t_i - k_i x_i = \text{инвариант}$), можно получить следующее выражение для частоты волны в системе отсчета, движущейся с зеркалом:

$\omega_1 = \omega_0 (1 + \beta) \gamma$, где $\beta = v/v_{ph}$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, v – скорость зеркала, v_{ph} – фазовая скорость волны.

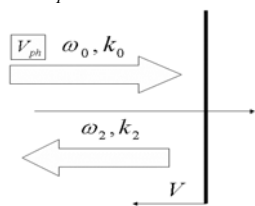


Схема отражения волны от движущегося зеркала

При $\beta \rightarrow 1$ выражение для частоты волны, отраженной от зеркала, принимает вид: $\omega_{2, \max} = 4\omega_0 \gamma^2$.

Исследования по отражению электромагнитных волн от границы движущейся плазмы проводились не только теоретически, но и был выполнен значительный цикл экспериментальных работ. Обзор некоторых работ этого направления содержится в [3-5]. В экспериментальных работах было обнаружено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Проводились также работы по отражению волн от движущихся доменных стенок в ферритах [6,7].

При этом основной интерес был направлен на возбуждение оптического и более коротковолнового излучения, замедление которого – задача трудная и представляет собой самостоятельную проблему. Поэтому в существующих теориях комптоновских ЛСЭ предполагается, что взаимодействие с электронным пучком как падающей, так и рассеянной волн происходит в вакууме. Фазовая скорость этих волн при этом равна скорости света.

В настоящей работе мы возвращаемся к старым идеям о рассеянии медленных волн. При этом покажем, что замедление как падающей, так и рассеянной волны может привести к существенному увеличению частоты возбуждённого излучения даже на нерелятивистских пучках.

2. ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Первой задачей, которую мы рассмотрим, является задача о движении заряженной частицы в поле внешней плоской электромагнитной волны с произвольной поляризацией ([9], см. также [10]). Компоненты электрического и магнитного полей волны, в которой движется частица, можно представить в виде

$$\vec{E} = \text{Re}(\vec{E}_0 e^{i\psi}), \quad \vec{H} = \text{Re}\left(\frac{1}{k_0} [\vec{k} \vec{E}]\right), \quad (1)$$

где $\psi \equiv \Omega t - kt$, $\vec{E}_0 = \vec{\alpha} E_0$; $\alpha = \{\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z\}$ – вектор поляризации волны; Ω , \vec{k} – ее частота и волновой

вектор, $k_0 = \Omega / c$. Уравнение движения в таких полях можно представить в виде

$$\dot{\vec{p}} \equiv \frac{d\vec{p}}{d\tau} = \text{Re} \left\{ \left[(1 - \vec{k} \cdot \vec{v}) \vec{a} + \vec{k} (\vec{v} \cdot \vec{a}) \right] e^{i\psi} \right\}, \quad (2)$$

Здесь введены безразмерные переменные:

$$\vec{p}_1 = \vec{p} / mc, \quad \vec{k}_1 = \vec{k} / k_0, \quad \tau = \Omega \cdot t, \quad \vec{r}_1 = k_0 \vec{r}, \quad \vec{v}_1 = \vec{v} / c, \\ \vec{a} = e\vec{E}_0 / mc\Omega, \quad v_{ph1} = v_{ph} / c = \Omega / kc, \quad \text{а индекс «1» опущен.}$$

К уравнениям (1) удобно добавить уравнение, полученное из (1) для определения энергии частицы

$$\dot{\gamma} = \text{Re}(\vec{v} \cdot \vec{a} \cdot e^{i\psi}), \quad (3)$$

где $\gamma = \sqrt{1 + p^2}$ – энергия частицы в единицах mc^2 .

Уравнения (1) и (2) имеют интегралы:

$$\vec{p} - \vec{k}\gamma + \text{Re}(i\vec{a}e^{i\psi}) = \vec{p}_0 - \vec{k}\gamma_0 + \text{Re}(i\vec{a}e^{i\psi_0}) = \mathbf{C}. \quad (4)$$

Индексом «0» здесь обозначены начальные значения. Без ограничения общности можно считать, что волна распространяется вдоль оси z , т.е. $\vec{k} = \{0, 0, k\}$.

Нас в дальнейшем будет интересовать динамика частиц в поле медленной волны ($k > 1$). Используя выражения (2), (3) и интегралы (4) можно найти выражения для энергии и импульса частицы [11]:

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{1}{k}(p_z - p_{z0}), \\ p_x = p_{x0} + a_x(\sin\psi - \sin\psi_0), \\ p_y = p_{y0} + a_y(\cos\psi - \cos\psi_0), \quad (5)$$

$$p_z = p_{z0} + k(\gamma_* - \gamma_0) \left\{ 1 \pm \left[\frac{1 - \kappa^2(\sin\psi - \sin\psi_0)^2 - \kappa^2 \frac{2p_{x0}}{a_x}(\sin\psi - \sin\psi_0)}{\kappa^2} \right]^{1/2} \right\},$$

где $\kappa^2 = a_x^2 \gamma_{ph}^2 v_{ph}^2 / (\gamma_* - \gamma_0)^2$.

Выражения для координат частицы могут быть получены интегрированием (5). В общем случае это громоздкие выражения, хотя и получаются без труда. Выпишем эти выражения для частного случая, когда $\psi_0 = 0$, $p_{x0} = 0$ и $\psi \leq \pi/2$:

$$z = z_0 - \gamma_{ph}^2 v_{ph} \left[\psi - \left(1 + \frac{v_{ph} p_{z0}}{\gamma_* - \gamma_0} \right) \left\{ F(\psi, \kappa), \kappa \leq 1 \right. \right. \\ \left. \left. \left[\kappa^{-1} F(\varphi, \kappa^{-1}), \kappa > 1 \right] \right\} \right], \\ x = x_0 - \frac{a \ln \left\{ \left| \kappa \cos\psi + \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2\psi} \right| / (1 + \kappa) \right\}}{\kappa(k^2 - 1)(\gamma_* - \gamma_0)}, \quad (6) \\ \tau = -\frac{\psi}{k^2 - 1} + \frac{\gamma_*}{(\gamma_* - \gamma_0)(k^2 - 1)} \left\{ F(\psi, \kappa), \kappa \leq 1 \right. \\ \left. \left[\kappa^{-1} F(\varphi, \kappa^{-1}), \kappa > 1 \right] \right\}$$

где $F(\psi, \kappa)$ – эллиптический интеграл первого рода, $\varphi = \arcsin(\kappa \sin\psi)$, $\kappa^2 \sin^2\psi \leq 1$, $\kappa < 1$ соответствует случаю пролетных частиц, $\kappa > 1$ – захваченных, τ – время, за которое частица достигнет фазы ψ .

Из этих формул можно найти, учитывая симметрию движения, частоту малых фазовых колебаний захваченных частиц: $\omega_B = \Omega \cdot a_x / \gamma_{ph}^2 v_{ph}^2$. При приближении к сепаратрисе ($\kappa \rightarrow 1$), частота

фазовых колебаний стремится к нулю:

$$\omega_B = \Omega \cdot a_x \cdot (\gamma_{ph} / \gamma_*) \cdot (\pi / 2) \left(\ln 4 / \sqrt{1 - \kappa^2} \right)^{-1}.$$

3. ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, КОТОРЫЕ ДВИЖУТСЯ В ПОЛЕ МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ

В дальнейшем удобно перейти к пространственным Фурье компонентам возбуждаемых полей. Уравнения Максвелла при этом для комплексных амплитуд этих компонент могут быть представлены в виде:

$$\frac{\partial \vec{E}_k}{\partial t} - ic[\vec{k} \times \vec{B}] = -\frac{q \cdot \vec{v}}{2\pi^2} \exp[-i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}(t)], \quad (7)$$

$$\frac{\partial \vec{B}_k}{\partial t} - ic[\vec{k} \times \vec{E}] = 0; \quad \vec{k} \cdot \vec{E}_k = \frac{q}{2\pi^2} \exp[-i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}(t)], \quad (8)$$

где $\vec{v}(t)$ – скорость заряженной частицы; $\vec{r}(t)$ – её координата. При получении (7), (8) мы предполагали заряд точечным: $\rho(\vec{r}, t) = q \cdot \delta(r - r(t))$; $\vec{j}(\vec{r}, t) = \rho \cdot \vec{v}(t)$.

В дальнейшем нас будут интересовать потери энергии заряженных частиц на возбуждение ими электромагнитных волн. В свободном пространстве энергия переносится поперечными электромагнитными волнами. Поэтому ниже мы ограничимся определением только амплитуд поперечных электромагнитных волн. Исключая из (7), (8) продольное электрическое и магнитные поля, для амплитуд электрического поля поперечной электромагнитной волны можно получить уравнение

$$\left(k^2 c^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}_k(t) = -\frac{q}{2\pi^2 k^2} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{k} \times [\vec{v} \times \vec{k}]] \cdot e^{[-i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}(t)]}. \quad (9)$$

Для компонент Фурье уравнение (9) имеет следующее решение:

$$\vec{E}_{k,\omega} = i \cdot q \cdot \omega \cdot [\vec{k} \times [\vec{I} \times \vec{k}]] / 2\pi^2 k^2 (k^2 c^2 - \omega^2), \quad (10)$$

где $\vec{I} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{v}(t) \cdot \exp[i(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}(t))] dt$.

Используя выражение (10), находим выражение для пространственной структуры поля волны:

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}) = \frac{i \cdot q \cdot \omega \cdot [\vec{n} \times [\vec{I} \times \vec{n}]]}{c^2 r} \exp(i \cdot \omega \cdot r / c), \quad (11)$$

где $\vec{n} = \vec{k} / |k|$ – единичный вектор; в выражении для \vec{I} мы должны положить $\vec{k} = \vec{n} \cdot \omega / c$.

При излучении в среде знаменатель в (10) следует заменить: $(k^2 c^2 - \omega^2) \rightarrow (k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon)$, где

ε – диэлектрическая проницаемость среды, и в выражении для \vec{I} положить $\vec{k} = \vec{n} \cdot \omega \cdot \sqrt{\varepsilon} / c = \vec{n} \cdot \omega / c_1$. Здесь c_1 – фазовая скорость рассеянной волны. При получении (11) мы использовали общепринятые аппроксимации (см., например, [8, 13]).

С помощью (11) находим спектральную плотность энергии, излученную частицей в единицу телесного угла при пролёте заряженной частицы через область взаимодействия:

$$\varepsilon_\omega = c_1 \cdot r^2 \left| \vec{E}_\omega \right|^2. \quad (12)$$

Мы предполагаем, что наша электродинамическая структура расположена вдоль оси z и электроны также двигаются вдоль оси z . Возбуждаемое поле будет иметь максимальную частоту при распространении в направлении движения электронного пучка. При этом выражение (11) удобно переписать в виде:

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}) = -\frac{i \cdot q \cdot \omega}{2\pi \cdot c^2 r} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}_\perp \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \omega \cdot r / c_1)) \cdot dt. \quad (13)$$

Чтобы не усложнять рассмотрение, мы ограничимся достаточно простым, но наиболее важным для практики случаем, когда безразмерная амплитуда медленной рассеиваемой волны достаточно мала. Пренебрегая квадратичными по амплитуде членами ($(\vec{a})^2 \ll 1$), описание динамики частиц в поле медленной электромагнитной волны существенно упрощается. Действительно, если начальные значения поперечной частицы пучка скорости $p_{x0} = p_{y0} = 0$, то выражение для компонент скорости частиц пучка имеет вид [В.А. slow]:

$$\vec{v}_\perp = \vec{p}_\perp / \gamma = (\vec{a} / \gamma) (\sin \psi - \sin \psi_0), \quad v_z = v_{z0} = \text{const}. \quad (14)$$

Подставляя в формулу (13) выражения для компонент скорости и оставляя в полученных выражениях медленно меняющиеся члены, выражение для электрического поля рассеянной волны можно переписать в виде:

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}) = \frac{q \cdot \omega \cdot \vec{a}}{4\pi \cdot c \cdot r \cdot \gamma} \int_0^T \exp(i \cdot \Delta\omega \cdot t) \cdot dt, \quad (15)$$

где $\Delta\omega = (1 - \beta_1)\omega - \Omega(1 + v_0 / v_{ph})$.

Интегрируя (16) окончательно получаем:

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}) = \frac{q \cdot \omega \cdot \vec{a}}{4\pi \cdot c \cdot r \cdot \gamma} \frac{\exp(i \cdot \Delta\omega \cdot T / 2)}{\Delta\omega} \sin(\Delta\omega \cdot T / 2). \quad (16)$$

Как видно из (16), максимальное значение поля соответствует частоте, для которой расстройка $\Delta\omega$ равна нулю. Из условия $\Delta\omega = 0$ находим и максимальную частоту рассеянной волны:

$$\omega = \Omega(1 + v_0 / v_{ph}) / (1 - v_0 / c_1). \quad (17)$$

Легко видеть, что в случае, когда фазовая скорость рассеиваемой и рассеянной волн равны и равны скорости света, тогда выражение (17) переходит в хорошо известное выражение для максимальной частоты комптоновского рассеяния: $\omega = 4 \cdot \gamma^2 \cdot \Omega$. Для случая, когда падающая волна является медленной ($v_{ph} \ll v_0 \sim c$), а фазовая скорость рассеянной волны равна скорости света ($c_1 = c$), формула (18) даёт:

$$\omega = 2 \cdot \gamma^2 \cdot \Omega \cdot c / v_{ph}. \quad (18)$$

Из (18) видно, что значительное увеличение частоты рассеянной электронным пучком волны можно получить при наличии значительного замедления падающей на электронный пучок электромагнитной волны даже при использовании нерелятивистских пучков ($\gamma \sim 1$) при $v_0 \gg v_{ph}$. Отметим, что в случае

$v_0 > c_1$ знаменатель в формуле (17) должен быть взят по модулю. Назовём скорость частиц и их энергию, при которых расстройка равна нулю ($\Delta\omega(\beta_r) = 0$), резонансными. Тогда выражение для расстройки удобно переписать в виде:

$$\Delta\omega = -(\omega - \Omega) \cdot \Delta\beta / \beta_r, \quad (19)$$

где $\Delta\beta = (\beta - \beta_r)$. Это выражение удобно для конкретных приложений, так как позволяет определить допуски на параметры ЛСЭ.

Используя полученные выше формулы, мы можем представить выражение (11) в виде:

$$\varepsilon_\omega = c \cdot r^2 \left| \vec{E}_\omega \right|^2 = \frac{(e \cdot \omega \cdot a \cdot c)^2}{4\pi \cdot c_1^3 \cdot \gamma^2} \left(\frac{L}{2v_0} \right)^2 \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2, \quad (20)$$

где $x = \Delta\omega \cdot L / 2 \cdot v_0 = \Delta\beta \cdot L \cdot (\omega - \Omega) / \beta_r \cdot 2 \cdot v_0$.

В настоящее время проводятся исследования характеристик возбуждаемых полей при движении заряженных частиц в спирали.

4. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОТОКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрение в предыдущих пунктах ограничивалось динамикой и излучением одной заряженной частицы. Для построения теории возбуждения коротковолнового излучения потоками заряженных частиц мы воспользуемся методом коэффициентов Эйнштейна (см., например, [7,8]). Для этого напишем кинетическое уравнение для числа фотонов n_k с импульсом $\hbar \cdot \vec{k}$ в активной среде, представляющей собой электронный пучок в поле внешней электромагнитной волны:

$$\frac{dn_k}{dt} = \int d\gamma \left\{ f(\gamma, t) \cdot (n_k + 1) - f\left(\gamma - \frac{\hbar \cdot \omega}{m \cdot c^2}, t\right) \cdot n_k \right\} \cdot w_k, \quad (21)$$

где w_k – вероятность спонтанного излучения фотона с импульсом $\hbar \cdot \vec{k}$ при пролёте области взаимодействия одним электроном с энергией γ ; $f(\gamma, t)$ – функция распределения электронов по энергиям – число электронов с энергией γ , проходящих пространство взаимодействия в единицу времени. Условие инверсности заселённости в нашем случае имеет вид: $f(\gamma, t) > f(\gamma - \hbar \cdot \omega / m \cdot c^2, t)$.

Будем считать, что энергия частиц значительно превосходит энергию излучённого кванта $m \cdot c^2 \gg \hbar \cdot \omega$. Тогда уравнение баланса (21) в первом приближении по параметру $\hbar \cdot \omega / m \cdot c^2$ можно представить в виде:

$$\frac{dW_k}{dt} = \int d\gamma \cdot p_k \cdot \left\{ f(\gamma, t) + W_k \cdot \frac{\partial f}{\partial \gamma} \right\}, \quad (22)$$

где: $p_k = w_k \cdot (\hbar \cdot \omega / m \cdot c^2)$ – интенсивность спонтанного излучения волны с волновым вектором \vec{k} заряженной частицей с энергией γ , $W_k = n_k \cdot \hbar \cdot \omega$

– плотность электромагнитной энергии волны с волновым вектором \vec{k} .

Особенно прозрачный физический смысл формула (22) приобретает после интегрирования второго слагаемого по частям:

$$\frac{dW_k}{dt} = P_k - W_k \int d\gamma \cdot f(\gamma, t) \cdot \frac{\partial p_k}{\partial \gamma}, \quad (23)$$

где $P_k = \int d\gamma \cdot f(\gamma, t) \cdot p_k$ – полная мощность спонтанного некогерентного излучения.

Видно, что для реализации индуцированного когерентного излучения необходимо, чтобы величина интеграла второго слагаемого в формуле (23), определяющего инкремент пучковой неустойчивости G , была отрицательной. Это условие является аналогичным условию возбуждения в традиционных ЛСЭ.

Входящую в выражение для инкремента неустойчивости вероятность спонтанного излучения w_k легко определить, если известна спектральная плотность спонтанного излучения. Выше мы определили эту величину – формула (12). С другой стороны выражение для спектральной плотности спонтанного излучения можно записать в виде:

$$\varepsilon_\omega = w_k \cdot V \cdot \left(\frac{\hbar \cdot \omega^3}{8\pi^2 \cdot c_1^3} \right). \quad (24)$$

Используя формулы (12) и (24), получаем выражение для инкремента пучковой неустойчивости:

$$G = \frac{1}{m \cdot c^2} \frac{8\pi^2 c_1^3}{\omega^2} \frac{1}{V} \int f(\gamma, t) \frac{\partial \varepsilon_\omega}{\partial \gamma} \cdot d\gamma. \quad (25)$$

Для случая достаточно сильного релятивизма ($\gamma \gg 1$) и моноэнергетического пучка ($f(\gamma) = N \cdot \delta(\gamma - \gamma_0)$), где N – полное число частиц, проходящих через область взаимодействия в единицу времени) выражение для инкремента можно переписать в достаточно простом виде:

$$G = \frac{I}{I_A} \frac{a^2 L \cdot c}{S \cdot \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left\{ \frac{\sin^2 x}{x^2} \right\}, \quad (26)$$

где $I_A = mc^3 / e \approx 17kA$ – ток Альфвена; $I = eN$ – ток, проходящий через область взаимодействия.

5. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ

Из общей теории лазеров на свободных электронах известно, что величина амплитуды насыщения определяет эффективность механизма возбуждения волн. В нашем случае эту величину оценим следующим образом. Мы будем считать движение частиц в поле внешней электромагнитной волны нулевым приближением. Такое движение возбуждает рассеянную волну, электрическое поле которой, для простоты, можно представить в виде плоской волны:

$$\vec{E} = \text{Re} \{ \vec{E}_\perp \exp[i \cdot \psi] \}, \quad (27)$$

где $\psi = \omega \cdot t - k \cdot z = \tau - \kappa \cdot z$ – фаза волны; $\kappa = c/c_1$. Уравнение, описывающее изменение энергии частицы, имеет вид:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \text{Re} \{ \vec{a}_\perp \cdot \vec{v}_\perp \exp(i \cdot \psi) \}, \quad (28)$$

где $\vec{a}_\perp = e\vec{E}_\perp / m \cdot c \cdot \omega$ – безразмерная амплитуда высокочастотной волны. Причем, величину поперечной скорости и координаты в правой части формулы (28) можно считать невозмущенными, считая амплитуды волн a и a_\perp малыми. Таким образом, выражение (28) можно представить в виде:

$$\frac{d\delta\gamma}{d\tau} = \frac{a \cdot a_\perp}{2 \cdot \gamma} \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{\partial(\Delta\omega/\omega)}{\partial \gamma} \cdot \delta\gamma, \quad (29)$$

где $\delta\gamma = (\gamma - \gamma_0)$. Система уравнений (27) эквивалентна уравнению математического маятника:

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \Omega_B^2 \cdot \sin \theta = 0, \quad (30)$$

где $\Omega_B^2 = \left[\frac{1}{c_1} + \frac{\Omega}{\omega} \frac{1}{v_{ph}} \right] \frac{c^2 \cdot a \cdot a_\perp}{2 \cdot v_0 \cdot \gamma^4}$ – квадрат частоты захватных колебаний заряженной частицы в поле комбинационной волны.

При этом частицы, двигаясь в поле комбинационной волны, вначале отдают ей энергию, затем начинают отбирать энергию этой волны. Далее процесс повторяется. Таким образом, эффективная передача энергии от заряженных частиц к волне происходит только на временах порядка периода захватных колебаний, т.е. условия эффективного обмена мы можем написать в виде:

$$G^{-2} \cdot \Omega_B^2 = 1. \quad (31)$$

Из выражения (29) мы легко находим выражение для амплитуды насыщения возбуждаемой волны:

$$a_\perp = \frac{2\gamma^4}{a} \left(\frac{v_0 \cdot c_1}{c^2} \right) \frac{G^2}{\omega^2}. \quad (32)$$

Формула (30) позволяет нам оценить эффективность (КПД) процесса возбуждения коротковолнового излучения. Определим эту величину как отношение энергии возбужденной волны в области взаимодействия к кинетической энергии электронного пучка, переносимой в единицу времени:

$$\eta = \frac{W_E}{W_b} = \frac{m}{e^2 \cdot n_0} \frac{\gamma}{2\pi \cdot a} \frac{v_0 \cdot c_1}{c^2} G^2. \quad (33)$$

Здесь $W_E = E_\perp^2 \cdot S \cdot L / 4\pi$ – энергия высокочастотного поля в объеме взаимодействия ($V = S \cdot L$); $W_b = m \cdot c^2 \cdot (\gamma - 1) \cdot N$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее важным практическим следствием рассмотренного выше механизма излучения коротковолнового когерентного излучения является тот факт, что этот механизм позволяет продвинуться в коротковолновую область со значительно меньшими усилиями, чем существующие механизмы. Действительно, для возбуждения колебаний в вакуумном ультрафиолете и в мягком рентгеновском диапазоне на существующих ондуляторных ЛСЭ с периодом ондулятора $d \ll 1$ см необходимы релятивистские пучки с энергиями

более 500 МэВ. Пусть теперь мы имеем электронный пучок с энергией в 10 раз меньшей – 50 МэВ. Пусть навстречу такому пучку распространяется медленная электромагнитная волна СВЧ-диапазона. Если длина волны такой волны накачки составляет 1 см, то её без особого труда можно замедлить, например, в 30 раз. Используя формулу (17) для максимальной частоты, возбуждённой в этих условиях волны, мы получаем тот же диапазон излучения ($\lambda \sim 10^{-6}$). Таким образом, мы получаем качественно тот же самый результат, который достигнут на ЛСЭ в Гамбурге [2]. Ясно, что получить такие пучки значительно проще и работать с ними также значительно проще.

Для сравнения эффективности излучения ондуляторных ЛСЭ и ЛСЭ на медленных волнах необходимо сравнить величины поперечных скоростей для этих лазеров. Величину поперечной скорости в ондуляторных ЛСЭ можно получить из формул, приведенных в [8-14]. Величина поперечной скорости в поле медленной волны накачки определена формулой (14). Выражение, описывающее отношение этих скоростей, имеет вид:

$$v_{x,ond} / v_{x,slow} = b_{\perp} / a_{\perp}, \quad (32)$$

где $b_{\perp} = eB_{\perp} / m \cdot c \cdot \omega_{ond}$, $a_{\perp} = eE / m \cdot c \cdot \Omega$, B_{\perp} – амплитуда магнитного поля ондулятора; E – напряжённость волны накачки; $\omega_{ond} = 2\pi \cdot c / d$ – «частота» ондулятора; d – период ондулятора.

При значениях скоростей $v_{x,ond} / v_{x,slow} = b_{\perp} / a_{\perp} \sim 1$ эффективность этих двух схем возбуждения коротковолнового излучения будет одинаковой.

Схемы ЛСЭ на медленных волнах могут быть использованы и с нерелятивистскими пучками ($\gamma \rightarrow 1$). В этом случае, как это следует из формулы (20), также возможно значительное увеличение частоты рассеянного поля. В частности, такие схемы могут быть использованы для освоения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. При этом сохраняются все преимущества схем ЛСЭ. Наиболее важным из них, по нашему мнению, является объёмный характер возбуждения миллиметрового и субмиллиметрового излучения.

Дополнительные возможности увеличения частоты рассеянного излучения возникают при реализации замедления рассеянного излучения.

В заключение заметим, что задача значительного замедления волн в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне является самостоятельной проблемой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Н. Рагозин, И.И. Собельман. Лазерные источники в мягкой рентгеновской области спектра // *УФН*. 2005, т.175, №12, с.1339-1341.
2. <http://www-dasyllab.desy.de/facility/fel/vuv/projects/seeding.htm>.
3. О.М. Єгоров. Про множення частоти при відбиванні електромагнітних хвиль від рухомої плазми // *УФЖ*. 1998, т.43, №9, с.1157-1159.
4. В.А.Буц, А.М. Єгоров Лазеры на нерелятивистских электронах // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2006, №7, с.3-17.
5. В.А. Буц Отражение электромагнитных волн от феррита // *Физика твердого тела*. 1970, т.12, с.2485-2486.
6. В.А. Буц. Особенность отражения электромагнитных волн от образца феррита, находящегося во внешнем переменном магнитном поле // *Известия Вузов. «Радиофизика»*. 1971, т.14, №6, с.926-932.
7. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Вынужденное ондуляторное излучение релятивистских электронов и физические процессы в «электронном лазере» // *Квантовая электроника*. 1978, т.5, №7, с.1543-1552.
8. V.A. Buts, A.N. Lebedev, V.I. Kurilko. *The Theory of Coherent Radiation by Intense Electron beams*. Springer, 2006, p.259; В.А. Буц, А.Н. Лебедев. *Когерентное излучение интенсивных электронных пучков*. М.: Физический институт РАН, 2006, 333 с.
9. В.А. Буц, А.В. Буц. Динамика заряженных частиц в поле интенсивной поперечной электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. 1996, т.10, в.3(9), с.818-831.
10. Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Особенности движения частиц в электромагнитной волне // *УФН*. 2003, т.173, №6, с.667-678.
11. А.В. Буц, В.А. Буц. Ускорение плазмы полем лазерного излучения // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2001, №1.
12. А.В. Буц, В.В. Кузьмин. Динамика частиц в полях большой интенсивности // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2005, №11, с.5-20.
13. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1967, 458 с.
14. Т. Маршалл *Лазеры на свободных электронах*. М.: «Мир», 1987, 238с.

Статья поступила в редакцию 26.10.2007 г.

FREE ELECTRON LASERS WITH SLOW WAVES

V.A. Buts, A.M. Yegorov, A.P. Tolstoluzhsky

The results of the investigations about excitation of short-wave coherent radiation in schemas that are analogies to schemas of free electron lasers (FEL) are reported in this article. The significant difference of the investigated mechanism is that fact that falling on electron beam electromagnetic wave can be slow wave. Except it, the scattering wave can be slow too. It is shown that in these conditions the frequency of the excited (scattered) wave can be significantly increased in compare with traditional schemas of FEL. These results, in particular, allow in schemas FEL to use electron beams with moderate energy.

ЛАЗЕРИ НА ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНАХ З ПОВІЛЬНИМИ ХВИЛЯМИ

В.О. Буц, О.М. Єгоров, О.П. Толстолужський

Викладені результати досліджень щодо збудження короткохвильового когерентного випромінювання по схемі, аналогічною схемам лазерів на вільних електронах (ЛВЕ). Відмітною особливістю даного механізму збудження є той факт, що як падаюча на електронний пучок хвиля, так і розсіяна хвиля, можуть бути повільними. Показано, що в цих умовах можливе значне збільшення частоти збуджуваної хвилі в порівнянні з аналогічними схемами традиційних ЛВЕ. Отримані результати, зокрема, дозволяють використовувати в схемах ЛВЕ електронні пучки з помірними енергіями.