

ОБ УСИЛЕНИИ СВЕТА ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ВБЛИЗИ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.Н.Ораевский, И.В.Сметанин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 1995 г.

Предложена принципиально новая схема генерации когерентного оптического излучения, основанная на эффекте усиления света сильнооточным низковольтным ($< 1 \div 3$ МэВ) электронным пучком вблизи поверхности резонансно поглощающего материала.

Генераторы электромагнитного излучения на основе сильнооточных релятивистских электронных пучков весьма привлекательны в силу высокого КПД преобразования и значительной выходной мощности сигнала (вплоть до гигаваттного уровня). Длины волн генерации, однако, определяются главным образом геометрией замедляющих и волноводных структур и лежат в диапазоне от нескольких сантиметров до субмиллиметров. Перспектива же продвижения в оптический диапазон обычно связывается с лазерами на свободных электронах, при этом, тем не менее, необходимы довольно большая энергия электронов (десятки МэВ) и высокое качество пучка, что, как правило, означает малый ток пучка и, соответственно, низкие коэффициент усиления и выходную мощность [1,2].

В настоящей работе предлагается принципиально новая схема генератора оптического излучения, основанная на эффекте усиления электромагнитной волны замагниченным электронным пучком вблизи поглощающей поверхности. Физически, механизм усиления в рассматриваемой ситуации обусловлен развитием диссипативной пучковой неустойчивости. Резонансный характер поглощения большинства сред на оптических частотах обеспечивает узкий (порядка ширины линии) спектр усиления. Предлагаемая схема представляется перспективной с точки зрения создания источников мощного когерентного излучения ИК диапазона.

Для наглядности проведем анализ в традиционной для теории СВЧ-генераторов постановке, в простейшем случае плоской геометрии. Однородный моноэнергетический электронный пучок движется со скоростью $v = \beta c$ в полупространстве $x > 0$ вдоль оси z над плоской поверхностью поглощающей среды, характеризуемой комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, $\epsilon_2 > 0$, среда занимает область $x < 0$. Вдоль оси z приложено сильное "ведущее" магнитное поле, так что пучок можно считать полностью замагниченным. Мы покажем, что в такой системе возможно усиление электромагнитной волны, распространяющейся вдоль поверхности раздела вместе с пучком. Будем полагать усиливаемый сигнал монохроматическим (с частотой ω) и обладающим структурой ТМ-типа. В настоящем сообщении мы также ограничимся линейным приближением (слабый сигнал). Рассматривается квазистационарный режим усиления, так что зависимости величин от координат z и t описываются множителем $\exp\{i(hz - \omega t)\}$, h - волновое число вдоль оси z .

Физически ясно, что в рассматриваемой ситуации наибольший интерес представляют решения типа поверхностных волн, сосредоточенные вблизи границы $x = 0$. В указанных приближениях нетрудно получить совместное решение уравнений Максвелла и уравнений движения, в частности, для z -компоненты электрического поля волны имеем

$$\begin{aligned} E_z &= A e^{-\kappa x}, & x > 0, \\ E_z &= A e^{-i\mu x}, & x < 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\kappa^2 = (h^2 - \omega^2/c^2)(1 - \Omega^2/(h\nu - \omega)^2)$ и $\mu^2 = \epsilon\omega^2/c^2 - h^2$ — параметры, определяющие характерный поперечный размер поля в пучке и в среде, соответственно, $\Omega^2 = 4\pi n_0 e^2/m\gamma^3$ — ленгмюровская частота пучка с плотностью n_0 , $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Имея в виду усиление на оптических частотах, будем интересоваться главным образом высокочастотным пределом $\Omega^2/\omega^2 \ll 1$. Выбирая решения, исчезающие при $x \rightarrow \pm\infty$, необходимо потребовать

$$\operatorname{Re} \kappa > 0, \operatorname{Im} \mu > 0. \quad (2)$$

Наконец, используя граничные условия при $x = 0$, получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{\epsilon}{\mu} = i \frac{\kappa}{h^2 - \omega^2/c^2}. \quad (3)$$

Дисперсионное уравнение (3) содержит две пары решений. Первая пара находится вблизи точек $h^2 = \epsilon\omega^2/(\epsilon+1)c^2$, соответствующих собственным волнам системы в отсутствие электронного пучка и быстро затухающих. Связь этих волн с пучком незначительна. Нас будет интересовать вторая пара решений (3), располагающаяся в окрестности черенковского резонанса $h \sim \omega/v$. Это быстрая и медленная (по отношению к пучку) волны, близость их фазовых скоростей к v обеспечивает эффективный энергообмен с электронами пучка. В результате возникает затухание быстрой и усиление медленной волн с инкрементом $(\delta h = h - \omega/v)$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(\delta h) &\sim \pm \frac{\Omega/\sqrt{2}}{|\epsilon - 1| |1 + \epsilon/\gamma^2|} (\sqrt{A^2 + B^2} - A)^{1/2}, \\ \operatorname{Re}(\delta h) &\sim \mp \frac{\Omega/\sqrt{2}}{|\epsilon - 1| |1 + \epsilon/\gamma^2|} (\sqrt{A^2 + B^2} + A)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $A = 1 + |\epsilon|^2/\gamma^2 + (1 + \epsilon_1/\gamma^2)(\beta^2 |\epsilon|^2 - 2\epsilon_1)$, $B = -\epsilon_2\gamma^{-2}(\beta^2 |\epsilon|^2 - 2\epsilon_1)$.

Соотношения (4) показывают, что эффект усиления излучения в рассматриваемой схеме принципиально определяется поглощением среды на частоте сигнала: неустойчивость полностью исчезает для прозрачной ($\epsilon_2 \rightarrow 0$) среды. Физически, обсуждаемый механизм усиления обусловлен развитием диссипативной пучковой неустойчивости [3]: указанные решения отвечают быстрой и медленной волнам пространственного заряда, медленная является волной отрицательной энергии и вследствие наличия канала диссипации в системе (поглощающая среда) неустойчива.

Условия существования обсуждаемых решений определяются неравенствами (2), наложение этих требований эквивалентно ограничению на скорость электронов пучка

$$\beta^2 > \frac{2\epsilon_1}{|\epsilon|^2}. \quad (5)$$

Соответственно, область частот, на которых возможно усиление, задается выражением

$$\frac{2\varepsilon_1}{|\varepsilon|^2} < 1. \quad (6)$$

Предлагаемая схема представляется перспективной в оптическом диапазоне: как следует из соотношений (4)-(6), оптимальные условия для генерации возникают вблизи линий резонансного поглощения, спектры же поглощения большинства материалов соответствуют оптическим (от ИК до УФ) частотам. Нетрудно увидеть, что спектр усиления при этом весьма узок – порядка ширины линии, таким образом автоматически обеспечивается высокая когерентность генерируемого излучения.

Генерация оптического излучения не требует, как это имеет место для лазеров на свободных электронах и черенковских источников, большой энергии электронов и допускает использование сильноточных низковольтных ($\leq 1 \div 3$ МэВ) ускорителей, что представляется главным преимуществом обсуждаемой схемы. Действительно, частота сигнала ω не входит в (4) явно, но появляется лишь как следствие резонансного характера зависимости $\varepsilon_2(\omega)$, единственным же (и, заметим, весьма слабым) условием на величину энергии электронов является неравенство (5).

Следует подчеркнуть одну весьма существенную особенность рассматриваемой схемы. В традиционных схемах генераторов на основе релятивистских электронных пучков усиление возникает в условиях резонанса, когда скорость электронов близка к фазовой скорости собственной волны электродинамической системы. Здесь же собственные волны системы в отсутствие пучка, как мы видели выше, быстро затухают, усиливаемая мода представляет собой совокупность излучаемой электромагнитной волны и продольной потенциальной волны плотности, так что указанный синхронизм выполняется автоматически.

Отметим также, что в обсуждаемой ситуации наряду с излучением происходит модуляция пучка на длине волны оптического сигнала. Представляется интересным обсудить возможность использования этого эффекта для предварительной группировки электронных пучков в лазерах на свободных электронах. Анализ самогруппировки пучка при движении в резонансно-поглощающей газовой среде [4] показывает перспективность такого механизма.

Приведенные результаты получены для случая моноэнергетического пучка. Из анализа кинетического уравнения нетрудно получить, что ограничение на разброс электронов по энергии в пучке имеет стандартный вид [5]:

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} < \frac{Im\delta h}{h}. \quad (7)$$

Коэффициент усиления (4) также по своей структуре подобен аналогичным выражениям в теории черенковских СВЧ-генераторов. Можно надеяться, таким образом, на реализацию для данной схемы значительного усиления на оптических частотах и энергетических параметров, близких к характерным для традиционной СВЧ-электроники.

В заключение сделаем некоторые оценки. Для слаборелятивистского $\gamma = 1,5$ сильноточного $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($\approx 3 \text{ кА/см}^2$) электронного пучка и SiF_2 в качестве материала для поглощающей поверхности (центр линии поглощения $\sim 10 \text{ ТГц}$, $\varepsilon_{1 \text{ max}} \sim 25$ [6]) вблизи края линии поглощения (при $\varepsilon_1 \sim 0,5$, $\varepsilon_2 \sim 4,5$) имеем коэффициент усиления ИК ($\lambda \sim 30 \text{ мкм}$) сигнала $\sim 0,5 \text{ см}^{-1}$,

при этом требования на качество пучка $\Delta\gamma/\gamma < 10^{-3}$. Линейное приближение (возмущение плотности мало по сравнению с n_0) остается справедливым вплоть до амплитуд ~ 1 кВ/см.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 93-02-14271 и 94-02-06072) и Международного научного фонда (грант N9T300).

-
1. Т.Маршалл, *Лазеры на свободных электронах*, М.: Мир, 1987.
 2. C.W.Robertson and P.Sprangle, *Phys Fluids B1*, 1 (1989).
 3. Б.Б.Кадомцев, А.Б.Михайловский, А.В.Тимофеев, *ЖЭТФ* **47**, 2266 (1964).
 4. А.Н.Ораевский, *Квантовая электроника* **7**, 495 (1980).
 5. М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме*, М.: Наука, 1990.
 6. Ч.Киттель, *Введение в физику твердого тела*, М.: Наука, 1978.