

01;10

©1993 г.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РЕЖИМА КАНАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛСЭ СО СВЕРХРАЗМЕРНЫМ ПЛАНАРНЫМ И ДИАФРАГМЕННЫМ ВОЛНОВОДАМИ

Н.С.Гинзбург, А.С.Сергеев, М.А.Шапиро

Определены самосогласованные структуры полей, возбуждаемых ленточным потоком электронов-осцилляторов в планарном и диафрагменном волноводах. Показано, что изменением расстройки синхронизма можно осуществить селективное возбуждение либо одной из объемных мод волновода, либо (в случае большой сверхразмерности волноводов) квазиповерхностной моды электронного потока. При этом для рассматриваемой геометрии на заданной частоте усиливается только одна мода. Исследованы возможности дополнительной фильтрации высших объемных мод с помощью открытых диафрагменных волноводов.

Введение

При использовании в качестве электродинамических систем ЛСЭ сверхразмерных закрытых и открытых (квазиоптических) волноводов важным является вопрос селекции (фильтрации) мод по поперечному индексу [¹⁻⁶], а также влияние пучков электронов-осцилляторов на поперечную структуру поля. В настоящий момент влияние электронных потоков на поперечную структуру поля детально исследовано для излучения в свободном пространстве [⁷⁻¹⁵]. Показано, что поперечно ограниченным электронным потоком усиливаются локализованные квазиповерхностные моды, вследствие чего реализуются режимы канализации излучения. При возбуждении электронным потоком волноводных систем излучаемые (усиливаемые) поля будут, вообще говоря, гибридными, составленными из квазиповерхностных мод потока и объемных мод волноводов. Экспериментально такая ситуация наблюдалась в работе [¹⁶].

Цель данной работы — теоретическое исследование таких гибридных мод применительно к возбуждению тонким ленточным электронным потоком сверхразмерного планарного и квазиоптического диафрагменного волноводов. Будет показано, что изменением частоты (холодной расстройки синхронизма) можно получить селективное возбуждение либо собственной квазиповерхностной моды электронного потока, либо объемных мод волновода (лишь немного искаженных влиянием электронного пучка). При этом важным для решения задачи фильтрации мод является

вывод о том, что в случае тонкого пучка на заданной частоте возбуждается только одна мода.¹ При недостаточности такого способа селекции подавление мод с большими поперечными индексами можно обеспечить, используя открытые волноводы, где указанные моды будут испытывать большие дифракционные потери по сравнению с модами с малыми индексами или квазиповерхностной модой электронного пучка.

Вывод дисперсионного уравнения

Рассмотрим двумерную модель ЛСЭ с плоским ондулятором (рис. 1, а, б), поле которого задается вектор-потенциалом

$$A_u = \text{Re}[y_0 A_u \text{ch } h_u x \exp(ih_u z)], \quad (1)$$

где $h_u = 2\pi/d$, d — период ондулятора.

Допустим, что тонкий ленточный пучок инжектируется в плоскости $x = 0$. Поступательная скорость электронов v_z направлена вдоль оси z , а скорость осциллирующий электронов в поле ондулятора имеет только y -ю составляющую

$$V_y = \text{Re}[y_0 (eA_u / mc\gamma) \exp(ih_u z)], \quad (2)$$

где γ — релятивистский масс-фактор; e , m — заряд и масса покоя электрона; c — скорость света.

Предположим также, что плоскость $x = 0$ является одновременно осью симметрии планарного (рис. 1, а) или диафрагменного (рис. 1, б) волноводов ширины $2a$.

Поле, возбуждаемое электронным пучком в волноводе, представляет собой ТЕ-волну, описываемую вектор-потенциалом

$$A_s = \text{Re}[y_0 A_s(x) \exp i(\omega t - h_s z)] \quad (3)$$

(ω — частота, h_s — постоянная распространения) и имеющую поперечные компоненты электрического и магнитного полей

$$E_y = -ikA_s, \quad H_x = -ih_s A_s, \quad H_z = \partial A_s / \partial x, \quad (4)$$

где $k = \omega/c$.

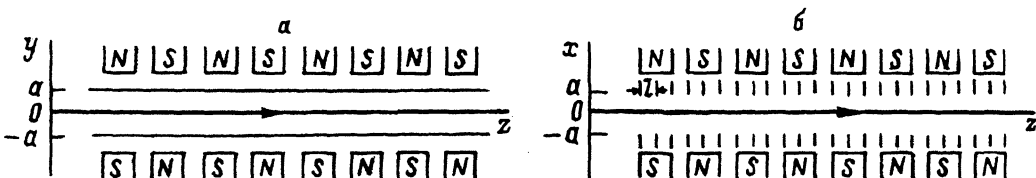


Рис. 1. Лазер на свободных электронах с планарным волноводом (а) и с диафрагменным (б).

¹ Если пучок полностью занимает волновод, то на одной частоте может усиливаться несколько мод. Подробно такая ситуация исследована в [13].

При выполнении условий комбинационного синхронизма $\omega - hV_{z0} = h_u V_{z0}$ движение электронов происходит под влиянием усредненной ponderomotorной силы со стороны полей (1) и (3) и в линейном приближении может быть описано уравнением

$$m\gamma^3 \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_{z0} \frac{\partial}{\partial z} \right) V_z = e / (2mc^2 \gamma) \operatorname{Re} [ih_c A_u A_s(0) \exp i(\omega t - h_c z)] \quad (5)$$

совместно с уравнением непрерывности для поверхностной плотности заряда σ

$$\partial \sigma / \partial t + \sigma_0 \partial V_z / \partial z = 0, \quad (6)$$

где $h_c = h_s + h_u$, индекс 0 соответствует невозмущенным значениям величин.

Влиянием ближнего кулоновского взаимодействия частиц пренебрегаем.

Представляя продольную скорость электронов и плотность заряда в виде $V_z, \sigma = \operatorname{Re} [\hat{V}_z, \hat{\sigma} \exp i(\omega t - h_c z)]$, для амплитуд этих величин из уравнений (5), (6) получим

$$\hat{V}_z = \frac{e^2 h_c A_u A_s(0)}{2m^2 c^2 \gamma^4} \frac{1}{\omega - h_c V_{z0}}, \quad \hat{\sigma} = \frac{h_c^2 \sigma_0}{\omega - h_c V_{z0}} \hat{V}_z. \quad (7)$$

Для вывода уравнений возбуждения сигнальной волны необходимо также выражение для поперечной компоненты электронного тока $j_y = \sigma V_y$. С учетом соотношения (2) имеем

$$j_y = \operatorname{Re} [\hat{j}_y \exp i(\omega t - h_s z)], \quad \hat{j}_y = -\frac{e A_u}{2m\gamma} \hat{\sigma}. \quad (8)$$

Учитывая, что в данном случае ленточным пучком могут возбуждаться только симметричные относительно оси z моды, поперечное распределение поля внутри волновода представим в виде

$$A(x) = \begin{cases} C_1 \exp(i\chi x) + C_2 \exp(-i\chi x), & x > 0, \\ C_2 \exp(i\chi x) + C_1 \exp(-i\chi x), & x < 0, \end{cases} \quad (9)$$

где $C_{1,2}$ — произвольные постоянные, $\chi = (k^2 - h_s^2)^{1/2}$ — поперечное волновое число.

Для определения $C_{1,2}$ запишем граничные условия для поля на поверхности пучка и стенках волновода.

На электронном пучке претерпевает разрыв продольная компонента магнитного поля

$$\{H_z\}_{x=0} = -\frac{4\pi}{c} \hat{j}_y. \quad (10)$$

В случае закрытого волновода с идеально-проводящими стенками

$$E_y|_{x=\pm a} = 0. \quad (11)$$

Для диафрагменного волновода будем использовать импедансное граничное условие [17,18]²

$$E_y = -\beta(1-i)\sqrt{\frac{l}{2k}}\frac{\partial E_y}{\partial x}\bigg|_{x=\pm a}, \quad \beta = 0.824, \quad (12)$$

предполагая, что расстояние между диафрагмами l (рис. 1, б) много меньше длины волны ($kl \gg 1$).

Из граничных условий (12) на поверхностях $x = \pm a$ находим

$$C_2 = -C_1 \exp(2i\chi a) \frac{1 + i\chi a(1-i)\beta/M}{1 - i\chi a(1-i)\beta/M} \quad (13)$$

(гладкому волноводу здесь соответствует $\beta/M = 0$).

Подставляя (9) в (10), с учетом (8), (13) приходим к дисперсионному уравнению

$$(\omega - h_c V_{z0})^2 \chi \operatorname{ctg} \chi a = -\frac{1}{8} \omega_b^2 h_c^2 \alpha_u^2 \quad (14)$$

для планарного волновода и

$$(\omega - h_c V_{z0})^2 \chi [\operatorname{ctg} \chi a - \beta(1-i)\chi a/M] = -\frac{1}{8} \omega_b^2 h_c^2 \alpha_u^2 [1 + \beta(1-i)/M \chi a \operatorname{ctg} \chi a] \quad (15)$$

для диафрагменного волновода, где

$$M = \left(\frac{2ka^2}{l}\right)^{1/2} \gg 1.$$

В уравнениях (14), (15) $\omega_b^2 = 4\pi\sigma_0/m\gamma^3$, $\alpha_u = eA_u/mc^2\gamma$.

Рассмотрим далее случай квазипродольного распространения волны, предполагая

$$h_s = k(1 - \Gamma), \quad \chi = k\sqrt{2\Gamma}, \quad (16)$$

где $|\Gamma| \ll 1$.

После перехода к безразмерным обозначениям уравнения (14), (15) преобразуются к виду

$$\hat{\chi}(\hat{\chi}^2 - \hat{\Delta})^2 \operatorname{ctg} \hat{\chi} \hat{a} + 1 = 0, \quad (17)$$

$$\hat{\chi}(\hat{\chi}^2 - \hat{\Delta})^2 [\operatorname{ctg} \hat{\chi} \hat{a} - \beta/M(1-i)\hat{\chi} \hat{a}] + 1 - \beta/M(1-i)\hat{\chi} \hat{a} \operatorname{ctg} \hat{\chi} \hat{a} = 0, \quad (18)$$

где $\hat{\chi} = \chi/(k\sqrt{2G})$, $\hat{a} = \sqrt{2G}ka$, $\hat{\Delta} = (h_u V_{z0}/\omega - 1/2\gamma^{-2})/G$ — приведенная расстройка синхронизма,

$$G = 2^{-7/5} \left(\frac{\omega_b^2 \alpha_u^2 h_c^2 c^3}{\omega^3 V_{z0}^2}\right)^{2/5}$$

² Подобный импедансный подход использовался ранее при построении нелинейной теории МЦР с диафрагменными волноводами [5].

— параметр усиления при излучении в свободном пространстве [5,7].

Приведенное продольное волновое число $\hat{\Gamma} = \Gamma/G$ выражается через приведенное поперечное волновое число с помощью соотношения $\hat{\Gamma} = \hat{\chi}^2$. С учетом (9), (13) поперечное распределение поля представляется в виде

$$A_s(x) = C[\sin \hat{\chi}(\hat{x} - \hat{a}) - \beta/M \hat{\chi} \hat{a}(1 - i) \cos \hat{\chi}(\hat{x} - \hat{a})], \quad (19)$$

где $\hat{x} = kx\sqrt{2G}$, C — константа.

Далее получим из (17) известные дисперсионные уравнения, описывающие излучение ленточного электронного пучка в свободном пространстве [10,13] и в планарном волноводе в приближении фиксированной структуры поля [19–22].

а) Излучение в свободном пространстве. Полагая $|\hat{\chi}'' \hat{a}| \gg 1$, где $\hat{\chi}'' = \text{Im } \hat{\chi}$, примем во внимание асимптотику функции

$$\text{ctg } \hat{\chi} \hat{a} \simeq \begin{cases} i & \text{при } \hat{\chi}'' > 0, \\ -i & \text{при } \hat{\chi}'' < 0. \end{cases}$$

Для определенности выберем нижний знак $\hat{\chi}'' < 0$, тогда, согласно (13), $C_2 \rightarrow 0$ и поперечное распределение поля описывается соотношением $A_{s(x)} = C \exp(-i\hat{\chi}|\hat{x}|)$, а дисперсионное уравнение (17) принимает вид [10,13]

$$\hat{\chi}(\hat{\chi}^2 - \hat{\Delta})^2 = i. \quad (20)$$

Уравнение (20) имеет два корня, удовлетворяющие условию $\hat{\chi}'' < 0$, при $\hat{\Delta} = 0$ они записываются в виде

$$\hat{\chi}_1 = \exp(-i3\pi/10), \quad \hat{\chi}_2 = \exp(-i7\pi/10). \quad (21)$$

Для продольных волновых чисел отсюда имеем

$$\hat{\Gamma}_1 = \exp(-i3\pi/5), \quad \hat{\Gamma}_2 = \exp(-i7\pi/5). \quad (22)^3$$

Согласно (21), (22), собственная волна с индексом 1 соответствует локализованной моде ($\hat{\chi}'' < 0$) с потоком электромагнитной энергии, направленным от пучка к периферии ($\hat{\chi}' = \text{Re } \hat{\chi} > 0$), усиливающаяся в продольном направлении с инкрементом $\hat{\Gamma}_1'' = -0.951$. В размерных обозначениях инкремент равен

$$\Gamma'' = -0.36 \left(\frac{\omega_b^2 \alpha_u^2 h_c^2 c^3}{\omega^3 V_{z0}^2} \right)^{2/5}. \quad (23)$$

Волна с индексом 2 является затухающей в продольном направлении $\Gamma_2'' > 0$ и имеет поток энергии, направленный к пучку ($\chi_2'' < 0$).

³ При выборе другого знака ($\hat{\chi}'' > 0$) $C_1 > 0$, уравнение (20) меняет знак в правой части, и получается решение, физически эквивалентное (21), (22).

б) Приближение фиксированной поперечной структуры поля. В "холодном" волноводе поперечные волновые числа имеют вид $\hat{\chi}_0 = (\pi/2 + n\pi)/\hat{a}$, n — целое. Учитывая влияние электронного пучка как малое возмущение, представим решение уравнения (17) в виде

$$\hat{\chi} = \hat{\chi}_0 + \xi, \quad |\xi| \ll 1. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (17) и линеаризуя по ξ , получим уравнение, эквивалентное известному дисперсионному уравнению, описывающему возбуждение волн в волноводе в приближении фиксированной структуры поля (см., например, [22]),

$$\xi(\xi + \delta)^2 = 1/(4\hat{\chi}_0\hat{a}), \quad (25)$$

где $\delta = (\hat{\chi}_0^2 - \hat{\Delta})/(2\hat{\chi}_0)$.

При точном синхронизме $\delta = 0$ корни уравнения (25) даются соотношением

$$\xi_{1,2} = \frac{1}{\chi_0}(4\hat{a})^{-1/3} \left(-\frac{1}{2} \pm i\frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad \xi_3 = \frac{1}{\chi_0}(4\hat{a})^{-1/3} \quad (26), (27)$$

и с учетом (25)–(27) для продольных волновых чисел (точнее, для добавок к этим числам) (см. (16)) имеем

$$\hat{\Gamma}_{1,2} = \hat{\chi}_0^2 + 2(4\hat{a})^{-1/3} \left(-\frac{1}{2} \pm i\frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad \hat{\Gamma}_3 = \hat{\chi}_0^2 + 2(4\hat{a})^{-1/3}. \quad (28)$$

Таким образом, инкремент усиливаемой моды определяется выражением

$$\hat{\Gamma}'' = -\sqrt{3}(4\hat{a})^{-1/3}. \quad (29)$$

В размерных обозначениях имеем (ср. с (23))

$$\Gamma'' = -\sqrt{3}2^{-2}(ka)^{-1/3} \left(\frac{\omega_b^2 \alpha_u^2 h^2 c^3}{\omega^3 V_{z0}^2} \right)^{1/3}.$$

Согласно (25), (29), условие применимости приближения фиксированной структуры поля записывается в виде

$$\hat{a} \ll \pi/2 + n\pi, \quad (30)$$

что соответствует условию

$$(ka^2/L)^{1/2} \ll \pi/2 + n\pi, \quad (31)$$

где $L \simeq (kG)^{-1}$ — характерная длина области усиления в свободном пространстве.

Условие (31) эквивалентно требованию, чтобы на длине усиления L лучи, испускаемые под бриллюэновскими углами $\Psi_B = \chi/k \simeq (\pi/2 + n\pi)/ka$, испытывали многократное отражение от стенок волновода (одно отражение происходит на длине a/Ψ_B , полное число отражений $N \simeq L/ka^2$).

Результаты численного исследования

При численном анализе дисперсионных уравнений (17), (18) примем во внимание, что уравнения имеют как диссипативные ($\chi'' \neq 0$, $\Gamma'' \neq 0$), так и реактивные ($\chi'' = 0$, $\Gamma'' = 0$) решения. Диссипативные решения указывают на наличие энергообмена между пучком и электромагнитным полем, при этом значениям $\Gamma'' > 0$ соответствуют волны, затухающие в направлении распространения, а $\Gamma'' < 0$ — нарастающие.

В случае реактивных решений ($\Gamma'' = 0$) электронный пучок ведет себя эквивалентно диэлектрической пластине, помещенной в волновод, т.е. лишь сдвигает фазовую скорость волноводной волны. Уравнение (17) при заданной величине параметра расстройки $\hat{\Delta}$ имеет бесконечное число реактивных решений. В уравнении (18), описывающем систему с потерями, имеется бесконечное число диссипативных решений, соответствующих затухающим волнам в открытом волноводе с диэлектрической пластиной.

Далее мы будем интересоваться только диссипативными неустойчивыми ($\Gamma'' < 0$) решениями, т.е. нарастающими модами, возбуждение которых связано с отбором энергии у электронного пучка. Из соотношения $\hat{\Gamma} = \hat{\chi}^2$ следует $\hat{\chi}'\hat{\chi}'' < 0$; поскольку уравнения (17), (18) инвариантны относительно замены $\hat{\chi} \rightarrow -\hat{\chi}$, то неустойчивые решения можно искать в области ($\hat{\chi}' > 0$, $\hat{\chi}'' < 0$).

Число неустойчивых решений определяется на основе принципа аргумента, а именно так как функция $f(\hat{\chi})$, представляющая собой левую часть уравнения (17) или (18), не имеет полюсов в области⁴ ($\hat{\chi}' > 0$, $\hat{\chi}'' < 0$), то число нулей этой функции в указанной области равно сумме логарифмических вычетов функции $f(\hat{\chi})$ в этой области. Сумма логарифмических вычетов функции определена численно. Установлено, что при любых значениях параметров \hat{a} , $\hat{\Delta}$, β/M , входящих в $f(\hat{\chi})$, уравнения (17) и (18) имеют не более одного корня в области ($\hat{\chi}' > 0$, $\hat{\chi}'' < 0$). Следовательно, в ЛСЭ с рассматриваемой геометрией волновода и электронного пучка неустойчивой является только одна нормальная мода.

На рис. 2 и 3, а, б представлены зависимости инкрементов от параметра расстройки $\hat{\Delta}$ при различной ширине закрытого волновода \hat{a} . Максимумы этих кривых соответствуют резонансам $\hat{\Delta} = (\pi/2 + n\pi)^2/\hat{a}^2$ с модами "холодного" волновода, отличающимися поперечными индексами n . Это видно из рис. 2, где пунктиром показаны зависимости инкремента от параметра расстройки, найденные с помощью уравнений (26) в приближении фиксированной структуры поля для мод с $n = 0, 1, 2$. Для мод с высокими номерами $n = 1, 2, \dots$ дисперсионные уравнения (17) и (26), (27) дают практически совпадающие результаты, за исключением области отрицательных значений параметра δ . Согласно (26), (27), в этой области инкремент отличен от нуля при сколь угодно больших по модулю отрицательных δ (см. также [20]).

Учет нефиксированности поперечной структуры поля в рамках уравнения (17) показывает, что область значений параметра δ (и соответ-

⁴ Все полюса функции $f(\hat{\chi})$ находятся на прямой $\hat{\chi}'' = 0$.

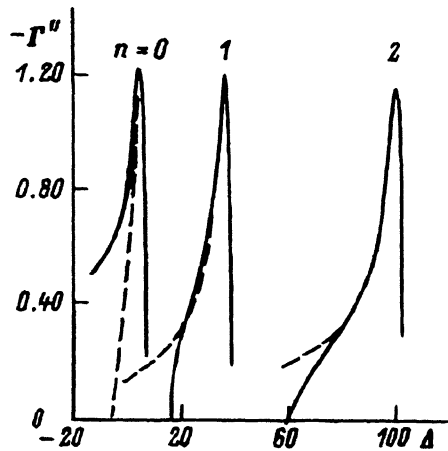


Рис. 2. Зависимость инкремента $\hat{\Gamma}''$ от расстройки $\hat{\Delta}$ в ЛСЭ с планарным волноводом. Сплошная линия — точное решение, штриховая — в приближении фиксированной структуры поля; $\hat{a} = \pi/4$.

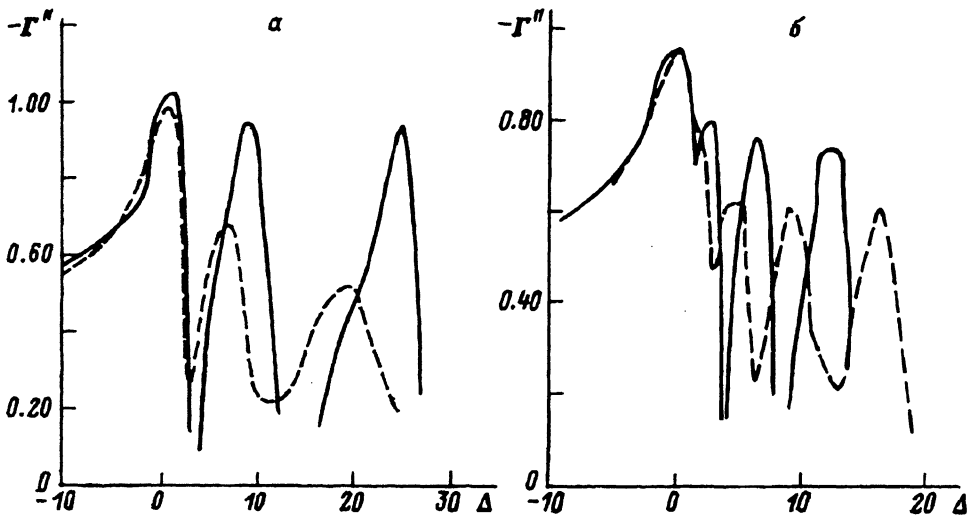


Рис. 3. Зависимость инкремента $\hat{\Gamma}''$ от расстройки $\hat{\Delta}$ в случае планарного волновода (сплошная линия) и диафрагменного волновода (штриховая).
 а — $\hat{a} = \pi/2$, $\beta/M = 0.1$; б — $\hat{a} = \pi$, $\beta/M = 0.2$.

ственно $\hat{\Delta}$), при которых имеет место усиление данной моды, может быть ограничена как при положительных, так и отрицательных δ (рис. 2). Усиливаемая мода может быть либо близка по структуре к “холодной” моде волновода, либо существенно искажена под влиянием электронного пучка.⁵

Электронный пучок оказывает наибольшее влияние на поперечную структуру поля и инкременты в области малых значений параметра $\hat{\Delta}$, соответствующих малым бриллюэновским углам $\Psi_B \leq \sqrt{G}$. Так, на рис. 2 в зоне с индексом $n = 0$ усиливаемая мода представляет собой гибридную квазиповерхностную моду электронного потока и моды волновода с од-

⁵ Остальные моды при заданной величине $\hat{\Delta}$ представляют собой чисто реактивные решения ($\chi'' = 0$, $\Gamma'' = 0$).

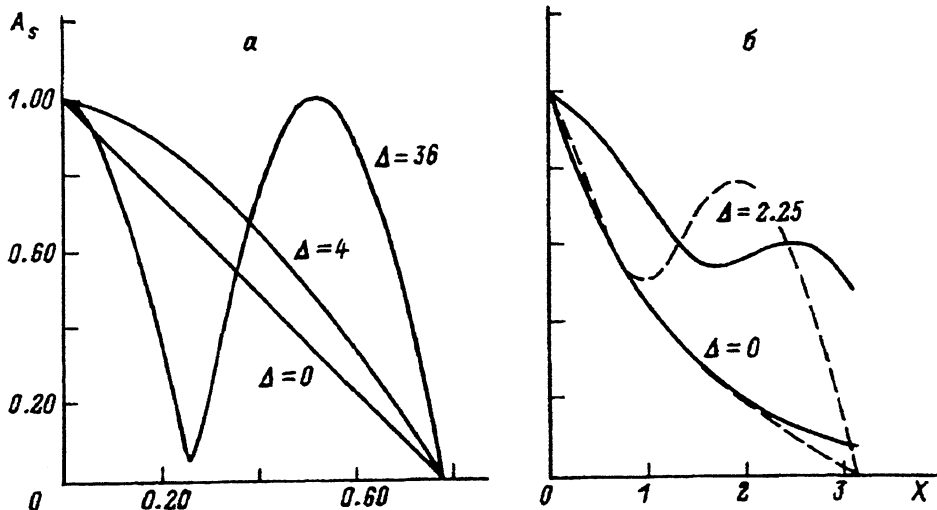


Рис. 4. Поперечное распределение амплитуды поля.

a — в планарном волноводе при $\hat{a} = \pi/4$ и различных расстройках $\hat{\Delta}$; *b* — в планарном волноводе (штриховая линия) с $\hat{a} = \pi$ и диафрагменном волноводе (сплошная линия) с $\hat{a} = \pi$, $\beta/M = 0.2$ при различных расстройках $\hat{\Delta}$.

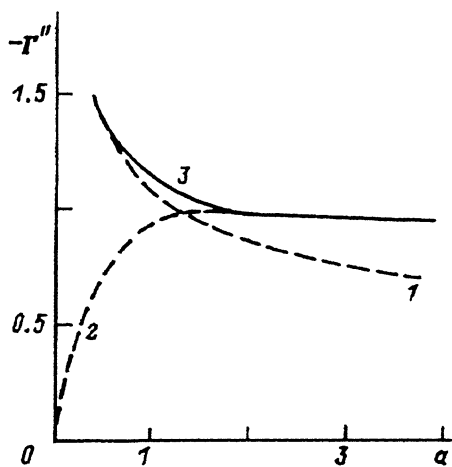


Рис. 5. Зависимость инкремента $\hat{\Gamma}''$ от приведенной ширины волновода \hat{a} .

1 — в приближении фиксированной структуры поля при оптимальной расстройке $\hat{\Delta}$, 2 — при $\hat{\Delta} = 0.3$ — в результате оптимизации по $\hat{\Delta}$.

ной поперечной вариацией поля. Это иллюстрируется также рис. 4, *a*, где для значения $\hat{a} = \pi/4$ показана эволюция поперечной структуры поля $|A_s(x)|$ при изменении параметра $\hat{\Delta}$: если при $\hat{\Delta} = 0$ поперечная структура поля представляет собой моду, каналзируемую электронным пучком, то при $\hat{\Delta} = 4$ и $\hat{\Delta} = 36$ поперечная структура близка к объемной моде волновода.

На рис. 5 (кривая 1) показана зависимость от ширины волновода \hat{a} инкрементов $\hat{\Gamma}''$ объемных мод, найденных в приближении фиксированной структуры поля по формуле (29). Соответствующие значения параметра расстройки $\hat{\Delta}$ показаны (пунктир) на рис. 6 для мод с одной поперечной

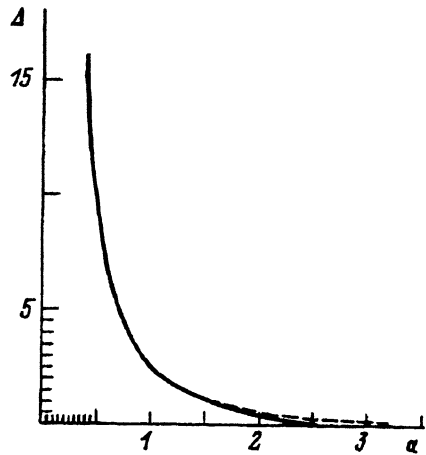


Рис. 6. Оптимальная расстройка $\hat{\Delta}$ в зависимости от \hat{a} . Сплошная линия — точное решение, штриховая — в приближении фиксированной структуры поля.

вариацией поля ($n = 0$). Этот инкремент уменьшается с ростом \hat{a} , так как увеличивается полный объем, занятый полем или, другими словами, при заданном полном токе уменьшается средняя (по поперечному сечению) плотность электронного пучка.

Кривая 2 на рис. 5 иллюстрирует зависимость от ширины волновода \hat{a} инкремента, который можно найти из решения дисперсионного уравнения (17) при $\hat{\Delta} = 0$. Эту зависимость можно интерпретировать как зависимость от параметра \hat{a} инкремента канализируемой квазиповерхностной моды. Инкремент монотонно растет с ростом \hat{a} и в области $\hat{a} \gg 1$ асимптотически выходит на значение, определяемое формулой (23).⁶

Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 5 показывает, что при произвольной ширине волновода существует оптимальное значение параметра расстройки, вообще говоря, отличное от $\hat{\Delta} = 0$ и $\hat{\Delta} = (\pi/2 + n\pi)^2/\hat{a}^2$, при котором достигается максимальное значение инкремента. Зависимость от \hat{a} максимального инкремента показана на рис. 5 (кривая 3) и от оптимальной расстройки на рис. 6 (сплошная линия). При $\hat{a} \ll 1$ кривая максимума инкремента асимптотически переходит в кривую 1, а при $\hat{a} \gg 1$ — в кривую 2.

Таким образом, для сверхразмерных волноводов в области параметров $\hat{a} > \pi/2$ (рис. 3, а, б) эффекты канализации приводят к увеличению инкрементов по сравнению со значениями, найденными в предположении фиксированной поперечной структуры поля по формуле (29) (ср. кривые 1 и 3 на рис. 5). Это объясняется уменьшением под влиянием пучка полного объема, занятого полем. Последний при $\hat{a} \gg 1$ определяется только током и осцилляторной скоростью электронов (см. (23)), поэтому инкремент перестает зависеть от ширины волновода.

Как было показано выше, в рассматриваемой системе на заданной частоте имеет место усиление только одной нормальной моды. Однако на частотах, отличных от рабочих, другие волны имеют инкременты, близкие к инкременту рабочей волны, что может приводить, например,

⁶ При $\hat{\chi}\hat{a} \ll 1$ дисперсионное уравнение (17) приобретает вид $(\hat{\chi}^2 - \hat{\Delta})^2 = -\hat{a}$ и при $\hat{\Delta} = 0$ для неустойчивой моды имеем $\hat{\Gamma}'' = -\hat{a}^{1/2}$. Последнее соотношение определяет асимптотическое поведение кривой 2 при $\hat{a} \ll 1$.

к паразитному самовозбуждению усилителей при недостаточном согласовании выходных трактов. В этой связи может быть целесообразным использование открытых диафрагменных волноводов, которые описываются уравнением (18).

Анализ уравнения (18) проведен при параметрах $\hat{a} = \pi/2$ и $\hat{a} = \pi$, $\beta/M = 0.1$ и $\beta/M = 0.2$. Из рис. 3, а, б следует, что, практически не изменяя инкремента низшей (по поперечному индексу) моды, открытый волновод вносит дифракционные потери в моды с большим числом поперечных вариаций, уменьшая тем самым их коэффициенты усиления. Поперечное распределение поля в открытом волноводе с параметрами $\hat{a} = \pi$, $\beta/M = 0.2$ показано на рис. 4, б пунктиром. Таким образом, замена планарного волновода диафрагменным обеспечивает дифракционную селекцию квазиповерхностной моды на фоне объемных мод.

Список литературы

- [1] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. Вып. 2. С. 62-100.
- [2] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1990. Вып. 6. С. 7-81.
- [3] Черепенин В.А. // Генераторы и усилители на релятивистских электронных пучках. М., 1987. С. 76-95.
- [4] Канавец В.И., Сандалов А.Н., Черепенин В.А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 13. С. 607-610.
- [5] Афонин А.М., Канавец В.И., Черепенин В.А. // РиЭ. 1979. Т. 25. № 9. С. 1945.
- [6] Ginzburg N.S., Kovalev N.F., Ruzov N.Yu. // Opt., Commun. 1983. Vol. 46. N 5-6. P. 300.
- [7] Sharlemann E.T., Sessler A.M., Wurtele J.S. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 17. P. 1925.
- [8] Moore G.T. // Opt. Commun. 1984. Vol. 52. N 1. P. 46.
- [9] Moore G.T. // Opt. Commun. 1985. Vol. 54. N 2. P. 121.
- [10] Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 5. С. 234.
- [11] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 126-134.
- [12] Petelin M.I. // Int. J. Electronics. 1989. Vol. 67. N 1. P. 131.
- [13] Fruchtman A. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. N 8. P. 2989-2999.
- [14] Fruchtman A. // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. 1989. Vol. A285. P. 122-127.
- [15] Xie M., Deacon D.A.G., Madey J.M.J. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. N 3. P. 1662.
- [16] Fajans J., Wurtele J.S., Bekefi G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 579.
- [17] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
- [18] Нефедов Е.И., Сивов А.Н. Электродинамика периодических структур. М.: Наука, 1977. 209 с.
- [19] Ковалев Н.Ф. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. Вып. 4. С. 3-48.
- [20] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.
- [21] Вайнштейн Л.А. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 1129-1136.
- [22] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. Вып. 3. С. 930-944.

Институт прикладной физики
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
14 мая 1992 г