

небольшой размер, не изображаются на объект. Избежать этого удается, применяя две и более экспозиции с шаблонами, содержащими детали примерно одинакового размера.

Эксперименты, проведенные с более толстыми пленками в аналогичных условиях показали, что с увеличением толщины ($d \sim 2-3$ мкм) происходят неконтролируемые нарушения поверхности: искажения формы и размеров элементов, неровности краев и неоднородности обработки. При слабой адгезии к подложке нанесенных слоев в ряде случаев наблюдается также отслаивание пленок.

Описанная схема была использована также для осаждения металлов на полупроводники как из растворов электролитов [3, 4], так и из металлоорганических соединений [5]. На рис. 3 представлен вид осадка Au на n -GaAs из водного раствора $\text{KAu}(\text{CN})_2$ за одну экспозицию (20 кВ).

Таким образом, реализованная в экспериментах схема ЛПМ позволяет осуществить запись оптической информации на различные объекты с достаточно большим разрешением. Можно надеяться, что подобные установки также найдут применение не только для визуального контроля изделий микроэлектроники [6, 7], но и в активных процессах безмасочной лазерной обработки материалов, лазерной литографии и других лазерно-стимулированных термо- и фотопроцессах.

Литература

- [1] Петраш Г. Г. // Вестн. АН СССР. 1982. № 2. С. 66—75.
- [2] Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 1. С. 35—43.
- [3] Bunkin V. F., Garonov S. V., Lukyanchuk B. S., Shafeev G. A. // Proc. V Intern. Conf. on Luminescence. Szeged, Hungary, 1985. P. 129.
- [4] Брук М. Р., Бункин Ф. В., Казаров Ю. Е., Шафеев Г. А. Препринт ИОФАН. № 286. М., 1987.
- [5] Бункин Ф. В., Грандберг К. И., Лукьянчук Б. С. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 7. С. 1321—1322.
- [6] Беляев В. П., Бурмакин В. А., Былкин В. И. и др. // Электрон. промышленность. 1976. Вып. 5 (53). С. 39—40.
- [7] Блинов И. Г., Валиев К. А., Петраш Г. Г. и др. // Электрон. промышленность. 1976. Вып. 3. С. 28.

Специализированное конструкторское бюро
с опытным производством
АН УзССР
Отдел теплофизики

Поступило в Редакцию
12 февраля 1988 г.

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

М. В. Кузелев, В. А. Панин, А. П. Плотников

В существующих на сегодняшний день теоретических работах по нелинейной теории усиления в плазменном волноводе рассматривается взаимодействие монохроматической волны с сильноточным электронным пучком [1-4]. Поскольку усилитель должен по возможности усиливать достаточно широкополосный сигнал, то задача о многомодовом усилении волн сильноточным релятивистским электронным пучком в плазменном волноводе представляет несомненный интерес. Следует, однако, отметить, что вопрос об усилении широкополосных сигналов для слаборелятивистских, а следовательно, слаботочных пучково-плазменных систем рассматривался в работах [8-10].

Хорошо известно, что резонансная частота возбуждаемой пучком волны в плазменном волноводе, помещенном в бесконечно сильное продольное магнитное поле, определяется формулой [5]

$$\omega = \omega_p \sqrt{1 - \alpha^2}, \quad \alpha = \frac{k_{\perp} u \gamma}{\omega_p}, \quad (1)$$

где ω_p — ленгмюровская частота электронов плазмы, k_{\perp} — поперечное волновое число, u — скорость невозмущенного пучка, а $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$.

Если параметр $\alpha \ll 1$, то возбуждаемая волна с хорошей степенью точности является потенциальной, а при $\alpha \sim 1$ — существенно непотенциальной. В последнем случае дисперсионная кривая замагниченного плазменного волновода в длинноволновой области практически совпадает с линией $\omega = k_{\perp} u$ на плоскости (ω, k_{\perp}) [5]. Эта особенность дисперсионных свойств пучково-плазменной системы открывает возможность для усиления широкополосного сигнала.

Пусть полубесконечный плазменный волновод, помещенный в сильное продольное магнитное поле (ось z направим вдоль оси волновода), пронизывается релятивистским электронным пучком. На вход волновода ($z=0$), подается широкополосный электромагнитный сигнал с набором частот ω_s ($0 < s < s_{\max}$) и с поперечным волновым числом k_{\perp} . Пространственная динамика электромагнитного сигнала и электронов пучка описывается в этом случае следующей системой нелинейных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_s}{d\xi} + is\eta_{0s}\epsilon_s &= (1 - \mu\eta_{0s})\rho_s, \\ \frac{dy}{d\xi} &= \eta, \\ \frac{d\eta}{d\xi} &= (1 + \mu\eta)^{3/2} \frac{1}{2} \sum_s \left[s^2 e^{-isy} \left(1 - i\mu \frac{1}{s} \frac{d}{d\xi} \right) \epsilon_s + \text{к. с.} \right], \\ \rho_s &= \frac{\hbar}{\pi} \int_0^{2\pi/h} e^{isy} dy_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что при $s=1$ эта система совпадает с уравнениями для одной моды, полученными в работе [4]. Здесь ξ — безразмерная координата вдоль оси волновода; ϵ_s — безразмерная амплитуда поляризационного потенциала s -той моды; y, η — лагранжевы координаты электронов пучка; h — расстояние на оси частот между модами, а μ — параметр сильноточности, пропорциональный корню кубическому из отношения тока пучка к предельному вакуумному (подробнее см. [4]). Расстройка η_{0s} определяется выражением

$$\eta_{0s} = \frac{1}{\mu} \left[1 - \frac{\alpha^2}{1 - s^2(1 - \alpha^2)} \right], \quad (3)$$

а продольная и поперечная компоненты электрического поля выражаются через ϵ_s следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon_s^i &= s^2 \left(1 - i\mu \frac{1}{s} \frac{d}{d\xi} \right) \epsilon_s, \\ \epsilon_s^r &= s\epsilon_s. \end{aligned} \quad (4)$$

Из анализа линейного дисперсионного уравнения нетрудно видеть, что необходимым условием широкополосности усиления является неравенство

$$1 - \alpha^2 \ll \mu. \quad (5)$$

В противном случае будет наблюдаться усиление одной узкой полосы с $s \sim 1$.

Система нелинейных уравнений (2) интегрировалась на ЭВМ со следующими дополнительными условиями:

$$\begin{aligned} \epsilon_s(\xi)|_{\xi=0} &= \epsilon_{0s} = 0.01, \\ y|_{\xi=0} &= y_0 \in \left[0, \frac{2\pi}{h} \right], \quad \eta|_{\xi=0} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

При численных расчетах учитывалось движение 80 крупных частиц и возбуждение 16 мод колебаний ($0.2 \leq s \leq 3$, $h=0.1$) в волноводе.

На рис. 1 показана динамика спектров поперечного $|\varepsilon_s^{tr}|$ и продольного $|\varepsilon_s^l|$ полей, а также амплитуды плотности заряда пучка $|\rho_s|$ для разных значений координат ξ при $\mu=0.02$ и $\alpha^2=0.8$. Поскольку, согласно неравенству (5), критерий широкополосности в этом случае

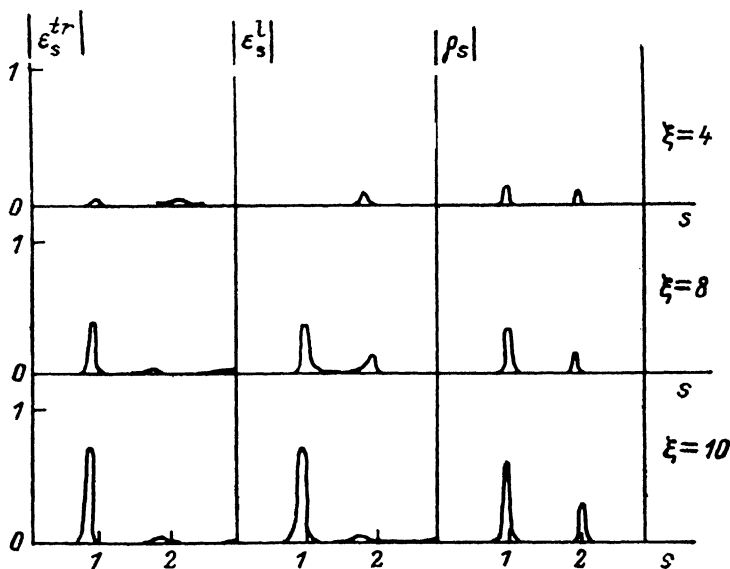


Рис. 1.

не выполняется, то возмущенной оказывается довольно узкая полоса спектра. При этом всплески на графиках для $|\varepsilon_s^l|$ и $|\rho_s|$ справа от основной моды с $s=1$ объясняются генерацией высших гармоник плотности заряда пучка. Отметим, что, хотя s принимает только дискретные значения, на всех рисунках из соображений удобства представлены непрерывные спектры.

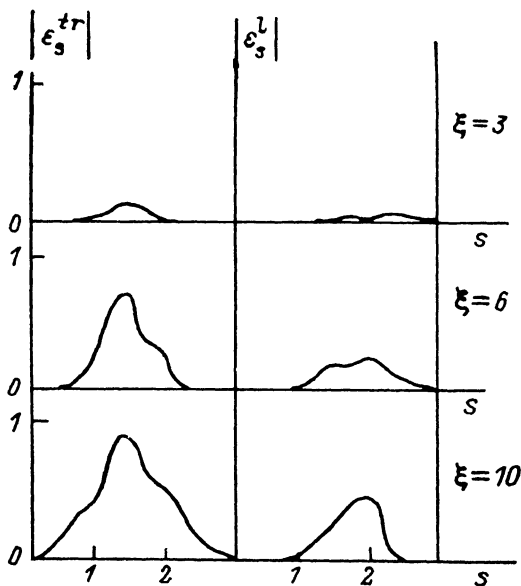


Рис. 2.

На рис. 2 представлены спектры при $\mu=0.3$ (амплитуда плотности заряда $|\rho_s|$ не приводится, поскольку ее поведение аналогично $|\varepsilon_s^l|$). Видно, что спектр поперечного поля существенно уширяется. Следует отметить, что с увеличением μ в отличие от предыдущего случая, где $|\varepsilon_s^l|$ и $|\varepsilon_s^{tr}|$ были одного порядка, здесь наблюдается рост продольной компоненты поля

и небольшое уменьшение поперечной. Последнее объясняется перестройкой структуры поляризации волноводного поля с ростом μ [1, 3, 4] и все большим влиянием процесса аperiodической самомодуляции пучка. КПД широкополосного усилителя, который рассчитывался по формуле

$$\text{КПД} = \frac{\mu}{8} \sum_y s^2 (|\varepsilon_s|^2 - |\varepsilon_{0s}|^2), \quad (7)$$

составляет в этом случае $\sim 25\%$. Дальнейшее увеличение параметра сильноточности μ (рис. 3 при $\mu=1.5$) приводит к резкому уменьшению поперечной компоненты поля $|\varepsilon_s^{tr}|$, росту продольной $|\varepsilon_s^l|$, а следовательно, и к существенному уменьшению КПД широкопо-

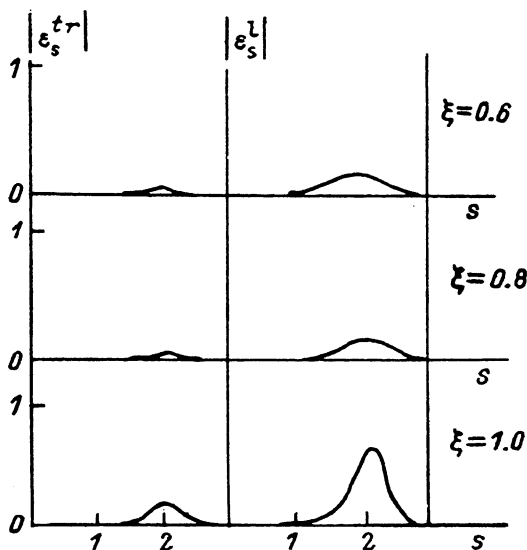


Рис. 3.

лосного усилителя. Последний в рассматриваемом случае составляет менее 10%. Поскольку с ростом μ ($\mu \geq 1$) излучательная пучковая неустойчивость сменяется неизлучательной (неустойчивость типа «отрицательной массы»), приводящей к самомодуляции пучка по плотности [7], то выполнение очень сильного неравенства (5) не является выгодным с точки зрения создания широкополосного усилителя.

В заключение отметим, что при увеличении μ максимум коэффициента усиления смещается в сторону больших s . Последнее согласуется с результатом линейной теории [6]. Кроме того, результаты приведенных расчетов показывают, что в многомодовом случае не происходит существенного увеличения КПД по сравнению с одномодовым случаем. Это объясняется примерно равномерным распределением кинетической энергии пучка по возбуждаемым модам.

Литература

- [1] Айзацкий Н. И. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 597—602.
- [2] Кузелев И. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 3. С. 537—542.
- [3] Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 4. С. 228—230.
- [4] Кузелев М. В., Панин В. А., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 104—108.
- [5] Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
- [6] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. Препринт ФИАН СССР. № 21. М., 1981. 48 с.
- [7] Коломенский А. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц М., 1980. 302 с.
- [8] Кац А. М., Ильина Е. М., Манкин И. А. и др. Нелинейные явления в приборах СВЧ «О»-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио, 1975.

- [9] Кальянов Э. В. К., Железковский Б. Е. Многочастотные режимы в приборах СВЧ. М.: Сов. радио, 1978. 252 с.
 [10] Шапиро В. Д., Шевченко В. И. // Изв. вузов. Радиопизика. 1976. Т. 19. № 5, 6. С. 777—791.

Московский государственный университет
 им. М. В. Ломоносова
 Физический факультет

Поступило в Редакцию
 16 марта 1988 г.
 В окончательной редакции
 31 августа 1988 г.

ОТРАЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ОЭС ЭМИТТЕРА НА ОСНОВЕ GaAsP

Г. Б. Стучинский, Е. И. Янющкин, Т. В. Янющкина

Вторично-эмиссионные свойства эмиттеров с отрицательным электронным средством (ОЭС) [1] на основе полупроводников $A^{III}B^V$ с поверхностными покрытиями, снижающими работу выхода, сравнительно полно исследованы лишь в области средних энергий первичных электронов E_p (порядка сотен и тысяч электронвольт). В то же время исследование отражения электронов и вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) твердых тел в области малых энергий E_p (порядка единиц электронвольт) позволяет получать информацию об энергетической структуре изучаемого вещества и закономерностях процесса рассеяния электронов в приповерхностных слоях эмиттеров. Имеющиеся данные [2-5] для эмиттеров на основе полупроводников $A^{III}-B^V$ не содержат таких важных характеристик процесса рассеяния медленных электронов и ВЭЭ, как пороговая энергия возбуждения валентных электронов, значения первого критического потенциала для эмиттеров с высокой эффективностью и распределение по энергиям вторичных электронов.

В данной работе проведено исследование упругого (или, точнее, квазиупругого) отражения электронов и ВЭЭ ОЭС эмиттеров на основе твердого раствора фосфида галлия—арсенида галлия в области энергий первичных электронов 1—13 эВ. В качестве объектов исследования

были выбраны поликристаллические образцы ОЭС эмиттеров. В этом случае в отличие от монокристаллических эмиттеров можно ожидать, что в эмиссионных характеристиках не будут проявляться дифракционные явления и ориентационные эффекты. Концентрация акцепторной примеси цинка в исследованных слоях $GaAs_{0.6}P_{0.4}$ составляла 10^{19} см⁻³. Снижение работы выхода до состояния ОЭС осуществлялось путем адсорбции цезия и кислорода на очищенную прогревом в высоком вакууме поверхность слоя. Работа выхода полученных ОЭС эмиттеров измерялась методом Андерсона и составляла ≈ 1.2 эВ. Энергетические распределения вторичных электронов (ЭРВЭ) измерялись в трехсеточном квазисферическом анализаторе методом электрического дифференцирования кривых задержки с помощью модуляции задерживающего потенциала [6]. Запись ЭРВЭ, а также кривых зависимости полного КВЭЭ σ от энергии E_p и кривых задержки тока вторичных электронов проводилась в автоматическом режиме.

На рис. 1 приведена зависимость $\sigma(E_p)$ при малых E_p для образца, обладавшего сравнительно высокой вторично-эмиссионной эффективностью (в области средних энергий E_p значения КВЭЭ составляли 8.8 при 100 эВ и 33 при 600 эВ). Энергия E_p определялась с учетом контактной разности потенциалов между поверхностью эмиттера и термокатодом электронного прожектора (вольфрамовой нитью). Штриховая часть кривой характеризует распре-

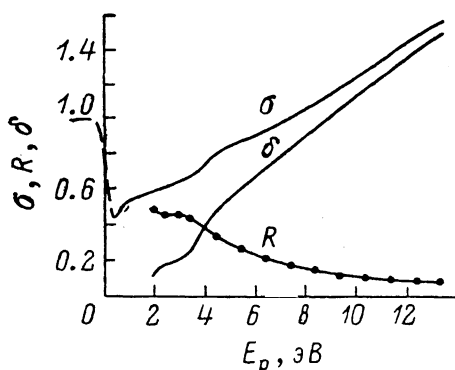


Рис. 1.