

09

© 1991

УСИЛИТЕЛЬ КЛИСТРОННОГО ТИПА НА ОСНОВЕ
ВЫНУЖДЕННОГО ПЕРЕХОДНОГО ЭФФЕКТА

С.В. А б а д ж я н

В работе [1] развита теория усиления электромагнитной волны пучком электронов, пересекающим диэлектрическую пластину. Показано, что при такой схеме усиления можно использовать пучок электронов с широкими энергетическим и угловым разбросами и при соответствующем подборе толщины пластины избежать трудности, связанные с учетом отраженной волны. Усилитель такого типа эффективен в области миллиметровых длин волн.

В настоящей работе развита теория усиления клистронного типа на основе вынужденного переходного эффекта. При этом коэффициент усиления переходного лазера возрастает на порядок.

Расположим две диэлектрические пластины с одинаковым показателем преломления n и толщиной l перпендикулярно к оси Z (рис. 1). Пусть пучок электронов движется под углом θ к оси Z и пересекает обе пластины. Направим плоскую линейно-поляризованную электромагнитную волну

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 \exp[i(kz - \omega t)] \quad (1)$$

на первую пластину, а затем с помощью зеркал r_1 и r_2 на вторую пластину. После взаимодействия с электромагнитной волной на первой пластине пучок электронов движется свободно в дрейфовом пространстве, а затем усиливает ее на второй пластине. Если толщина l удовлетворяет условию $l = \frac{\lambda}{2n} r$, где $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ — длина волны, а r — натуральное число, то отраженная волна отсутствует. Разложим поле, распространяющееся вдоль оси Z , в интеграл Фурье

$$E_y = \frac{1}{2} \int E(q) \exp[i(qz - \omega t)] , \quad (2)$$

где

$$E(q) = \frac{E_0 K^2 (n^2 - 1) (1 - e^{i(K-q)l})}{2\pi i (K - q) (n^2 K^2 - q^2)} . \quad (3)$$

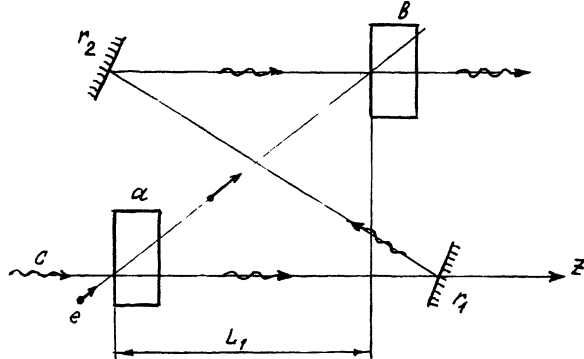


Схема переходного клистрона. а, в – диэлектрические пластины, r_1, r_2 – зеркала, с – электромагнитное поле, е – пучок электронов.

После отражения от зеркал это разложение имеет вид

$$E_1(q) = e^{i(k-q)L_1 + i\phi} E(q), \quad (4)$$

где фаза ϕ зависит от расположения зеркал r_1 и r_2 , L_1 – проекция расстояния между пластинами.

Определим коэффициент усиления как отношение потерь энергии модулированного пучка электронов к потоку энергии волны, падающей на вторую пластину

$$\Gamma_L = - \frac{2 \operatorname{Re} \int j_y E_1^*(z) dz}{\frac{c}{8\pi} E_0^2}. \quad (5)$$

Здесь L – зона формирования переходного излучения, $j_y = e \int v_y f d\vec{p}$ проекция тока, $f(\vec{p})$ – функция распределения частиц по импульсам. Решая уравнение Власова в линейном по полю (2) приближении, найдем функцию распределения электронов в дрейфовом пространстве. Вычисляя затем y проекцию тока j_y , осциллирующую на частоте лазерного излучения, находим

$$j_y = i e^2 \rho \omega z \int \left(\frac{v_y}{v_z} \right) \frac{c^2 - v_z^2}{\varepsilon v_z^2} E(q) e^{i(qz - \omega t)} f_0(\vec{p}) d\vec{p} \Big|_{q = \frac{\omega}{v_z}}. \quad (6)$$

Здесь ε – энергия, \vec{v} – скорость частицы. Подставляя тока (6) в формулу (5), получаем

$$\Gamma_L = 4\rho r_0 \lambda L_1 (\beta_y \beta_z)^2 \frac{mc^2 (1 + \beta_z)(n^2 - 1)^2}{\varepsilon (1 - \beta_z)(1 - n^2 \beta_z^2)^2} \sin^2 \left[\left(nk - \frac{\omega}{v_z} \right) \frac{L}{2} \right] \cos \left[\left(k - \frac{\omega}{v_z} \right) L_1 + \phi \right]. \quad (7)$$

Здесь ρ - плотность начального пучка частиц, v_0 - классический радиус электрона, $\beta = \vec{v}/c$. При расчетах выражения (7) предполагалось, что пучок частиц не имеет углового δ и энергетического Δ разбросов. Это приближение справедливо, если

$$\frac{\Delta}{\varepsilon} < \frac{v^2 v_z^2}{c^3} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right) \frac{\lambda}{L_1}, \quad \delta < \frac{v_z^2}{v_y c} \frac{\lambda}{L_1}. \quad (8)$$

Коэффициент усиления максимален, если фаза φ подобрана так, что величина $(K - \frac{\omega}{v_z}) L_1 + \varphi = 2\pi n$.

Пусть средняя энергия пучка электронов $\varepsilon = 1$ МэВ, плотность частиц $\rho = 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $\beta_y = 0.5$, $\beta_z = 0.7$. Коэффициент усиления клистрона $\Gamma_{L_1} = 6.1$ на длине волны $\lambda = 0.5$ мм, если толщина пластины $l = 0.5$ см, $L_1 = 5$ см, а показатель преломления $n = 1.5$. При этом энергетический и угловой разбросы пучка частиц должны быть не хуже одного процента. Учитывая, что отношения усиления электромагнитного излучения в клистроне к усилению в лазере $\frac{\Gamma_{кл}}{\Gamma_{л}} = \frac{\pi L_1}{\lambda} |1 - n\beta_z|$, получаем, что выигрыш в усилении составляет 15 раз. Отметим, что транспортировку пучка частиц через пластины можно осуществить с помощью каналов, диаметр которых меньше λ .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] О г а н е с я н С.Г., А б а д ж я н С.В. // ЖТФ. 1988. Т. 53. № 6. С. 1206-1207.

Поступило в Редакцию
19 июля 1991 г.