

01; 09; 10

© 1990 г.

## О ПОДАВЛЕНИИ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ МЦР—ЛБВ С ПОГЛОЩАЮЩИМ ВОЛНОВОДОМ

В. Л. Братман, Г. Г. Денисов, С. В. Самсонов

Показано, что при использовании в МЦР—ЛБВ волновода с потерями может быть обеспечен высокий коэффициент усиления при отсутствии паразитного самовозбуждения встречных и квазикритических волн. Эффективность этого метода дискриминации паразитных мод за счет сокращения длины сосредоточения их полей выше, чем для черенковской ЛБВ (где развивается лишь инерционная группировка частиц), вследствие возрастания роли силовой группировки частиц, приводящей при определенных параметрах к преобладанию циклотронного поглощения волны над излучением.

1. Хорошо известно, что реализация МЦР—ЛБВ [1-3] с электродинамической системой большого поперечного сечения затруднена вследствие опасности паразитного самовозбуждения в ней квазикритических и встречных волн. В ряде работ теоретически [4, 5] и экспериментально [6] исследовалось подавление указанных волн при использовании волноводов с поглощающими стенками. В данной статье мы хотим обратить внимание на существенное отличие действия распределенных потерь на самовозбуждение паразитных колебаний в МЦР—ЛБВ и черенковской ЛБВ. Это отличие обусловлено действием в МЦР наряду с инерционной также специфической силовой группировки частиц [7].

При больших потерях, когда эффективная длина поля «паразитной» моды мала, инерционная группировка частиц в ее поле не успевает развиваться и доминирует силовая группировка частиц, которая может привести к преобладанию циклотронного поглощения волны над ее излучением. В то же время для рабочей попутной волны влияние потерь на соотношение эффективностей механизмов силовой и инерционной группировок не столь значительно, поскольку при любых потерях инерционная группировка электронов, испытывавших воздействие входного сигнала, развивается на всей длине рабочего пространства. В результате при определенных параметрах, позволяющих достичь высокого коэффициента усиления рабочей волны, МЦР—ЛБВ оказывается устойчивой к паразитному самовозбуждению квазикритических и встречных волн.

2. Для изучения усиления рабочей и самовозбуждения паразитных волн в МЦР—ЛБВ обобщим на случай наличия распределенных потерь дисперсионное уравнение, выведенное в [8, 3] для поперечно-однородной модели

$$\Gamma^2(\Gamma - \Delta - i\gamma) - \Gamma \frac{I}{2}(1 - 2b) + \frac{I}{2}(1 - 2b\Delta) = 0. \quad (1)$$

Корни этого уравнения определяют добавки к постоянным распространения циркулярно поляризованных волн, бегущих вдоль магнитного поля, обусловленные потерями и взаимодействием с электронным пучком,

$$E_+ = E_x + iE_y = e^{i(\omega t - \gamma z)} \sum_{a=1}^3 F_a e^{i(\Gamma_a - \Delta)\mu(x/L)}. \quad (2)$$

Здесь  $h$  — постоянная распространения в отсутствие потерь и электронного пучка;  $F_a$  — амплитуды нормальных волн;

$$\Delta = \frac{2 \left( 1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\phi}} \right)}{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\phi}^{-2})} \left( 1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\phi}} - \frac{\omega_{H_0}}{\omega} \right)$$

— расстройка циклотронного резонанса электронов с волной;  $\beta_{\perp 0}$ ,  $\beta_{\parallel 0}$  — нормированные на скорость света невозмущенные вращательная и поступательная скорости электронов;  $\omega_{H_0}$  — невозмущенная циклотронная частота;  $\beta_{\phi} = \omega/(hc)$  — нормированная «холодная» фазовая скорость волны;

$$\mu = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\phi}^{-2}) \omega L}{2\beta_{\parallel 0} \left( 1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\phi}} \right) c}$$

— параметр, пропорциональный длине пространства взаимодействия  $L$ . В уравнении (1) параметр потерь  $\sigma = (h''L)/\mu$  пропорционален мнимой части постоянной распространения волны  $h''$ , обусловленной потерями в отсутствие электронного пучка;  $b = \beta_{\perp 0}^2 / [2\beta_{\parallel 0}\beta_{\phi} (1 - (\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi}))]$  — параметр, описывающий изменение продольного импульса частиц;  $I$  — параметр, пропорциональный электронному току пучка  $I_0$ , эффективному импедансу волны и фазовой скорости  $\beta_{\phi}$ .

Уравнение (1) применимо для описания взаимодействия электронов с волнами, бегущими попутно (МЦР—ЛБВ;  $\beta_{\phi} > 0$ ) или навстречу (МЦР—ЛЮВ;  $\beta_{\phi} < 0$ ) электронам [9]. В первом случае параметры  $b$ ,  $I$ ,  $\sigma$  положительны, во втором — отрицательны.

Согласно [10], при малых токах в МЦР с бегущей волной можно пренебречь эффектами силовой группировки и свести дисперсионное уравнение к уравнению черенковской ЛБВ (ЛЮВ). Действительно, будем нормировать добавки к постоянным распространения и параметры на величину  $q = (I/2)^{1/2}$ , пропорциональную эффективному параметру усиления,  $\Gamma' = \Gamma/q$ ,  $\Delta' = \Delta/q$ ,  $\sigma' = \sigma/q$ . Тогда уравнение (1) сведется к виду

$$\Gamma'^2 (\Gamma' - \Delta' - i\sigma') + 1 - q[\Gamma' (1 - 2b) + 2\Delta'b] = 0, \quad (1')$$

переходящему при  $|q| \ll 1$  в хорошо известное (см., например, [11]) дисперсионное уравнение черенковских приборов. В этом асимптотическом случае в отсутствие потерь ( $\sigma' = 0$ ) максимальный инкремент попутной волны достигается при точном резонансе ( $\Delta' = 0$ ), а небольшие потери ( $\sigma' \ll 1$ ) сравнительно мало (с коэффициентом 1/3) уменьшают его величину

$$\text{Im } \Gamma'_1 = -\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{\sigma'}{3}. \quad (3)$$

При этом с учетом граничных условий коэффициент усиления волны по мощности определяется соотношением  $K = |E_+(L)/E_+(0)|^2 \approx (1/9) e^{2\Gamma'_1 C}$ , где  $C = |q|\mu$ .

При произвольных параметрах  $q$  и  $\sigma'$  коэффициент усиления находится путем совместного решения дисперсионного уравнения (1) и граничных условий

$$\sum_{a=1}^3 F_a = 1, \quad (4)$$

$$\sum_{a=1}^3 \frac{F_a}{\Gamma_a} = -\frac{b}{1 - 2\Delta b},$$

$$\sum_{a=1}^3 \frac{F_a}{\Gamma_a^2} = \frac{b \left( b - \frac{1}{2} \right)}{(1 - 2\Delta b)^2}. \quad (5)$$

Уравнение (4) соответствует поступлению волны, а (5) — немодулированного электронного пучка на вход пространства взаимодействия  $z=0$ . В отличие от черенковской ЛБВ правые части уравнений (5) не равны нулю. Это связано с дополнительной степенью свободы, появляющейся у электронов в МЦР с продольно неоднородным высокочастотным полем [9].

При достаточно большой длине пространства взаимодействия ( $\mu \gg 1$ ), когда в отсутствие потерь преобладает инерционная группировка электронов,

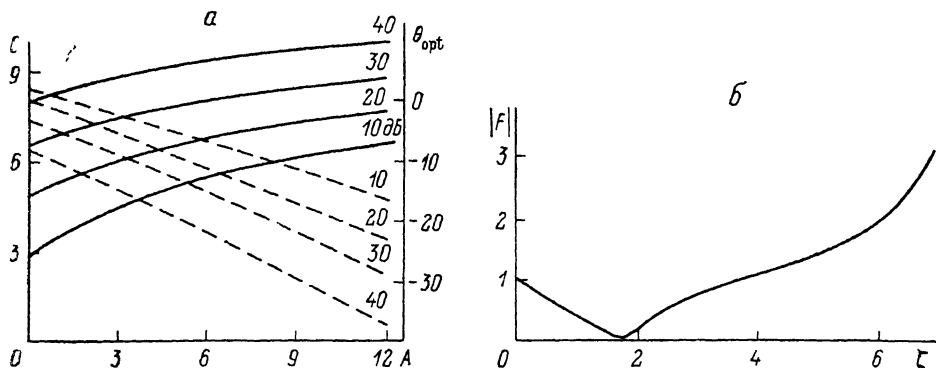


Рис. 1. Усиление волны в МЦР—ЛБВ с потерями при  $\mu=7$ ,  $b=0.2$ .

а — линии одинакового усиления; сплошные линии — зависимость параметра усиления  $C$  от величины полных потерь  $A$ , штриховые — зависимость оптимального угла пролета  $\theta_{opt} = \theta_{opt} \cdot \mu$  от  $A$ ; б — структура поля при  $A=4.5$ ,  $C=5$ ,  $\theta=5$ .

и при любых значениях параметров усиления  $C$  и поглощения  $A = \sigma\mu$  величины снижения усиления из-за потерь в МЦР—ЛБВ (рис. 1, а) и черенковской ЛБВ близки по порядку величины. При сильном поглощении ( $h''L \gg 1$ ) волна, поступающая на вход системы, затухает на малой длине порядка  $1/h''$  (рис. 1, б), но модуляция электронного потока при этом не пропадает и приводит к развитию инерционной группировки частиц почти так же, как и в присутствии волны.

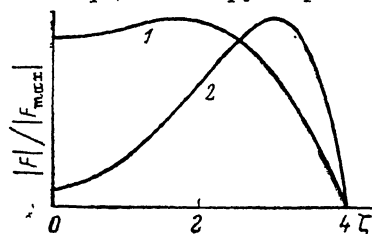


Рис. 2. Структура поля в МЦР—ЛБВ с потерями ( $b=-0.02$ ).

1 —  $A=0$ ,  $C=2.2$ ,  $\theta=4.5$ ; 2 —  $A=3$ ,  $C=5$ ,  $\theta=9$ .

В конце пространства взаимодействия происходит излучение волны сгруппированным потоком.

3. Рассмотрим влияние потерь на самовозбуждение паразитных колебаний, считая для определенности, что волноведущая система однородна (показатели преломления и затухания волны постоянны), а магнитостатическое поле однородно на участке  $0 \leq z \leq L$  и резко спадает за пределами этого участка. В отсутствие потерь минимальным стартовым током в такой системе обладают колебания на частоте, близкой к критической  $\omega \approx \omega_{кр}$ . Эти колебания образованы попутной и встречной волнами. В режиме минимального стартового тока попутная волна находится в синхронизме с частицами и нарастает по длине вплоть до скачка электронной проводимости на коллекторном спаде магнитостатического поля, где она переотражается в слабо взаимодействующую с электронами встречную волну, осуществляющую обратную связь [12].

Как показывают расчеты, выполненные М. А. Моисеевым для цилиндрического волновода, при наличии поглощения волны, обусловленного конечной проводимостью стенок волновода, минимум стартового тока смещается в сторону больших магнитных полей, где  $\omega_H > \omega_{кр}$  и имеет место синхронное взаимодействие частиц со встречной волной (режим МЦР—ЛБВ). Дело в том, что погонные потери волны уменьшаются при удалении частоты от критической и, кроме того, в отличие от режима синхронизма электронов с попутной волной меньше сказывается влияние потерь на распределенную обратную связь. Таким

образом, при большом поглощении более опасно самовозбуждение колебаний на встречной волне.

Поскольку в МЦР—ЛОВ волна распространяется к катодному концу, где электронный пучок еще не сгруппирован, то ясно, что по мере возрастания потерь амплитуда волны должна уменьшаться ко входу, а поле все более сосредоточиваться вблизи коллекторного конца. Связанное с этим уменьшение эффективной длины взаимодействия электронов с волной должно приводить к увеличению стартового тока, причем более быстрому, чем в черенковской ЛОВ, вследствие возрастания роли силовой группировки частиц.

Сказанное можно продемонстрировать, если, считая структуру высокочастотного поля качественно известной, воспользоваться выражением для

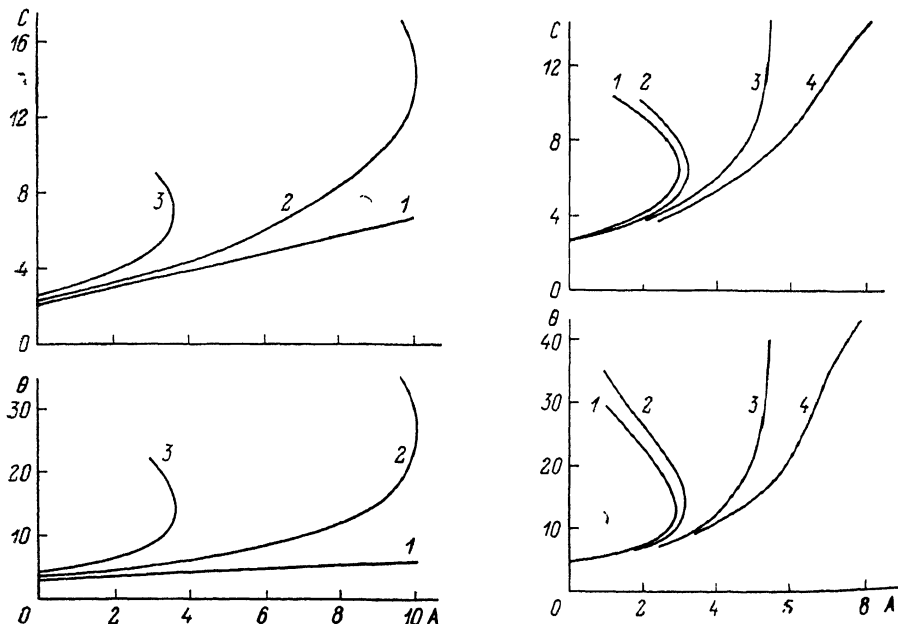


Рис. 3. Стартовые параметры МЦР—ЛОВ в зависимости от поглощения волны ( $b = -0.02$ ).  
 $\mu$ : 1 —  $\infty$ , 2 — 10, 3 — 4.

Рис. 4. Стартовые параметры МЦР—ЛОВ в зависимости от поглощения волны при  $\mu = 4$ .  
 $b$ : 1 — 0, 2 —  $-0.01$ , 3 —  $-0.07$ , 4 —  $-0.1$ .

КПД МЦР с фиксированной структурой поля в приближении малого сигнала [13]

$$\eta_e = \frac{a_0^2 \omega^2 L^2 \left(1 - \frac{\beta_{10}}{\beta_\phi}\right)}{c^2 \beta_{10}^2 (1 - \gamma_0^{-1})} \{ \varphi(\theta) (1 - 2b) - \mu \varphi'(\theta) (1 - 2b\Delta) \}. \quad (6)$$

Здесь  $\theta = \Delta \cdot \mu$  — угол пролета электрона относительно волны,

$$\varphi(\theta) = \frac{1}{a_0^2} \left| \int_0^1 a(x) e^{-i\theta x} dx \right|^2 \quad (7)$$

— интенсивность спектра высокочастотной силы, действующей на электрон. Первое слагаемое в фигурных скобках (6), пропорциональное  $\varphi(\theta)$ , ответственно за силовую группировку частиц. Поскольку  $\varphi(\theta) > 0$ , то в наиболее типичных ситуациях, когда  $b \leq 0.5$ , это слагаемое описывает циклотронное поглощение волны. Второе слагаемое, пропорциональное  $\mu \varphi'(\theta)$ , ответственно за инерционную группировку частиц. В типичных случаях, когда  $b\Delta \leq 0.5$ , индуцированному излучению соответствуют зоны углов пролета, где  $\varphi'(\theta) < 0$ .

Из (6) ясно, что при уменьшении эффективной длины (уменьшении эффективного параметра  $\mu$ ) силовая группировка может преобладать над инерционной. В такой ситуации самовозбуждение колебаний оказывается невозможным.

Точное исследование самовозбуждения МЦР—ЛОВ при наличии поглощения проведем на основе решения краевой задачи, состоящей из дисперсионного уравнения (1), граничных условий для электронов (5) и условия обращения в нуль амплитуды встречной волны на выходе системы  $z=L$ ,

$$\sum_{a=1}^3 F_a e^{i(\Gamma_a - \Delta)\mu} = 0. \quad (8)$$

Собственными числами краевой задачи (1), (5), (8) при заданных параметрах волноведущей системы и магнитного поля являются параметр тока  $I$  и расстройка синхронизма  $\Delta$  (или связанные с ними параметр усиления  $C$  и угол пролета  $\theta$ ). Результаты решения краевой задачи подтверждают высказанные выше соображения о влиянии поглощения на структуру поля (рис. 2) и стартовые параметры (рис. 3). При любом поглощении стартовое значение параметра  $C$  для МЦР—ЛОВ больше, чем для черенковской ЛОВ (последней на рис. 3 соответствуют кривые 1). При малых значениях параметра  $b$  существует критическое значение потерь, начиная с которых самовозбуждение встречной волны невозможно ни при каких токах. Следует отметить резкую зависимость последнего эффекта от величины  $b$  (рис. 4). Эта зависимость ясна из формулы (6): поскольку для МЦР—ЛОВ  $b < \theta$ , а угол пролета  $\theta > 1$ , то при увеличении  $|b|$  слагаемые, ответственные за инерционную группировку, возрастают быстрее, чем слагаемые, ответственные за силовую группировку. При этом наряду с основными механизмами инерционной группировки, обусловленными зависимостью циклотронной частоты от энергии частицы и смещением электронов в продольно неоднородном поле волны (им соответствует первое слагаемое в коэффициенте  $(1 - 2b\Delta)$ ), действует также и механизм инерционной группировки, связанный с зависимостью продольных скоростей электронов от их энергий (ему соответствует второе слагаемое в указанном коэффициенте) [13, 14]. В результате при достаточно больших значениях  $|b|$  инерционная группировка преобладает и при достаточном токе самовозбуждение встречной волны возможно при любых потерях.

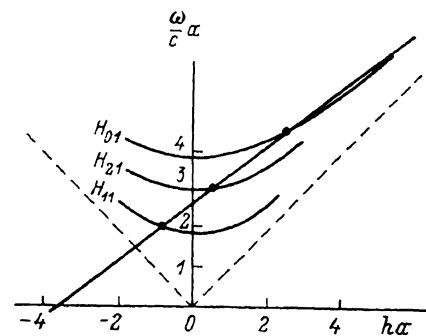


Рис. 5. Дисперсионные характеристики для исследуемого варианта МЦР усилителя с цилиндрическим волноводом.

4. Исследуем вопрос об устойчивости МЦР—ЛБВ к самовозбуждению на рабочей частоте, обусловленному отражениями волны. Пренебрегая взаимодействием электронов со встречной волной, представим условия самовозбуждения МЦР—ЛБВ с отражениями от концов системы в виде

$$R_1 R_2 e^{-2i\xi - A} \sum_{a=1}^3 F_a e^{i(\Gamma_a - \Delta)\mu} = 1. \quad (9)$$

Здесь  $R_{1,2}$  — коэффициенты отражения волны,  $\xi = hL$ . Если длина взаимодействия достаточно велика, так что  $\xi \gg \pi$  и  $\mu \gg 1$ , и выполнены условия  $|q| \ll 1$  и  $A \ll C$ , то из (9) получаем простое соотношение

$$\frac{1}{3} |R_1 R_2| e^{\frac{\sqrt{3}}{2} C - \frac{4}{3} A} = 1, \quad (10)$$

определяющее максимально допустимые коэффициенты отражения от концов системы. В показателе экспоненты здесь аддитивно складываются усиление попутной волны  $(\sqrt{3}/2)C$  и «холодное» затухание попутной  $(-A/3)$  и встречной  $(-A)$  волн.

5. В качестве иллюстрации возможности применения поглощающего волновода в МЦР—ЛВВ рассмотрим конкретный вариант МЦР усилителя со следующими параметрами: энергия электронов 400 кэВ ( $\gamma_0=1.8$ ); ток 500 А; скорости электронов  $\beta_{10}=0.75$ ,  $\beta_{10}=0.35$ ; рабочая волна  $H_{01}$  цилиндрического волновода с фазовой скоростью  $\beta_\phi \approx 2$ . Диаметр волновода  $D=1.5\lambda$ , электронный пучок трубчатый диаметром  $0.75\lambda$ , длина пространства взаимодействия  $L=25\lambda$  ( $\lambda=(2\pi c)/\omega$  — длина волны). Из дисперсионной диаграммы (рис. 5) видно, что в рассматриваемой системе существует опасность самовозбуждения обратной волны  $H_{11}$  и колебаний на частоте, близкой к критической для волны  $H_{21}$ . В отсутствие поглощения указанный ток в десятки раз превышает стартовые токи этих колебаний. Численный расчет показывает, что для полного подавления самовозбуждения обратной волны необходима проводимость стенок  $\sigma_{ст}=5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , меньшая, чем для подавления квазикритической волны  $H_{21}$ . «Холодные» потери для волны  $H_{11}$  составляют при этом 25 дБ. При такой проводимости «холодные» потери волны  $H_{01}$  на рабочей частоте составляют 10 дБ, а в «горячем» режиме усиление снижается с 52 (в волноводе без потерь) до 49 дБ. Поглощение позволяет также существенно смягчить требования к согласованию элементов электродинамической системы на рабочей волне, увеличивая максимально допустимую величину  $|R_1 R_2|$ , равную  $2.5 \cdot 10^{-3}$  при использовании волновода без поглощения, в 4 раза.

Авторы благодарны Э. Б. Абубакирову и М. А. Моисееву за помощь и полезные обсуждения результатов работы.

#### Список литературы

- [1] Гапонов А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. № 3. С. 547—560.
- [2] Chu K. R., Drobot A. T., Szu H. H., Sprangle P. // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. 1980. Vol. 28. N 4. P. 313—317.
- [3] Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 6. С. 754—764.
- [4] Коневец А. Е., Четвериков А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 5. С. 600—606.
- [5] Канавец В. И. // Лекции по электронике СВЧ. Саратов, 1978. Кн. 4. С. 119—143.
- [6] Бугаев С. П., Дейчули М. П., Канавец В. И. и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск. 1988. Ч. 1. С. 167—169.
- [7] Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9—10. С. 1414—1453.
- [8] Железняков В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 1-2. С. 57—67, 180—192.
- [9] Гинзбург Н. С., Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. // РиЭ. 1979. Т. 24. № 6. С. 1146—1152.
- [10] Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 6. С. 846—856.
- [11] Клеен В., Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот / Под ред. В. А. Солнцева. М.: Сов. радио, 1963. Т. 2.
- [12] Братман В. Л., Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 7. С. 1045—1055.
- [13] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 157—216.
- [14] Жучков М. В., Курин А. Ф., Нестеренко Ю. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 12. С. 1761—1765.

Институт прикладной физики АН СССР  
Горький

Поступило в Редакцию  
3 июля 1989 г.