тину, возникающую при наблюдениях В отличие от [3], где использовалась ступенчатая аппроксимация ВГВ, формула (6) опирается на представление о ВГВ как о непрерывно меняющемся во времени возмущении, что более соответствует реальности. В расчетах такое различие должно сказываться наиболее существенным образом в области фронтов ионосферного отклика В заключение отметим, что формула (6) позволяет рассчитывать отклик на волну произвольного горизонтального профиля

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н, Григорьев Г. И — Изв вузов — Радиофизика, 1968, **11**, № 1, с. 5.
2. Поляков В. М, Рыбин В. В — Геомагнетизм и аэрономия, 1975, **15**, № 5, с 882.
3. Деминова Г Ф и др — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, **22**, № 2, с 211
4. Корнеев Н. А, Лебле С Б., Шпилевой А Я — Волны и дифракция, 1981, **2**, с 86

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию 7 декабря 1982 г, в окончательном варианте 4 мая 1983 г.

УДК 621 372 09

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ДВИЖУЩИМСЯ ПЛАЗМЕННЫМ СГУСТКОМ В ВОЛНОВОДЕ

А. Г. Нерух, Н. А. Хижняк

Эффективность взаимодействия электромагнитной волны с движущейся границей среды принято характеризовать отношением $v/v_ф$, где v — скорость границы, $v_ф$ — фазовая скорость волны Однако при наличии дисперсии существенную роль играет и соотношение групповых скоростей падающей и отраженной волн Это особенно ясно проявляется при рассмотрении энергетических характеристик процесса взаимодействия.

Отражение волн от движущейся плазмы в неограниченном пространстве, а также влияние дисперсии на фазовые характеристики рассеянных волн при взаимодействии с движущейся границей среды исследованы подробно, например, в работах [1-7] В данной работе приведен анализ энергетических характеристик волн, рассеянных движущимся плазменным сгустком в волноводе При этом оказывается, что дисперсия системы, обусловленная присутствием волновода, может приводить к высокой эффективности умножения частоты даже при нерелятивистских скоростях Умножение частоты считается при этом эффективным, если при коэффициенте умножения частоты, большем единицы, отражательная способность порядка или больше единицы.

Исходными для данного исследования являются соотношения, полученные в работе [7]. Сгусток движется со скоростью $v = \beta c$, толщина его в лабораторной системе отсчета равна a, плазменная частота — ω_p Волновод характеризуется фактором $\Lambda = \sqrt{1-\omega_{кр}^2/\omega^2}$, где $\omega_{кр}$ — критическая частота волновода, ω — частота падающего поля Введем обычным образом отражательную $\widetilde{R}$ и пропускную $\widetilde{T}$ способности сгустка

$$\widetilde{R} = \frac{S_R}{S_0} = \frac{v_{gR}}{v_{g0}} RR^*, \qquad \widetilde{T} = \frac{S_T}{S_0} = TT^*, \tag{1}$$

где $S = (1/8\pi)\, v_g EE^*$ — поток вектора Умова — Пойнтинга вдоль волновода для волны типа H, v_g — групповая скорость соответствующей волны, R и T — коэффициенты отражения и пропускания сгустка [7]

Имеет физический смысл рассматривать только скорость сгустка в интервале $-1<\beta\leqslant\beta_0=\Lambda$, так как при $\beta>\beta_0$ групповая скорость падающей волны меньше скорости сгустка и взаимодействия нет В этом интервале при убегании границы ($\beta>0$) коэффициент умножения частоты

$$P = (1-2\beta\Lambda+\beta^2)\,(1-\beta^2)^{-1} \tag{2}$$

не превышает единицы, достигая минимума $P_m = \sqrt{1-\Lambda^2}$ при $\beta_m = (1-\sqrt{1-\Lambda^2})\,\Lambda^{-1}$ При таком значении скорости сгустка групповая скорость отраженной волны

$$v_{gR} = c\,[2\beta - (1+\beta^2)\Lambda]\,(1-2\beta\Lambda+\beta^2)^{-1} \tag{3}$$

обращается в нуль, т е отраженное поле представляет собой стоячую волну, оставляемую убегающим сгустком При $\beta > \beta_m$ отраженная волна распространяется в сторону границы ($v_{gR} > 0$), и при $\beta = \beta_0$ наступает синхронизм — групповые скорости падающей и отраженной волн равны скорости сгустка.

В интервале изменения скорости сгустка следует также выделить область, в которой прошедшее внутрь сгустка поле состоит из затухающих волн Справа эта область ограничена точкой синхронизма β_0, а левая граница β_1 определяется выражением $\beta_1 = (1+\delta^2)^{-1}\,(\Lambda - \delta\sqrt{\delta^2 + 1 - \Lambda^2})$, где $\delta = \omega_p/\omega$

Выражения для $\tilde{R}$ и $\tilde{T}$ будут иметь существенно различный вид внутри и вне выделенной области непропускания. После подстановки в (1) R и T из [7] получим, что внутри области ($\beta_1 < \beta < \beta_0$)

$$\tilde{R} = \tilde{R}_0\,\frac{\operatorname{sh}^2(\gamma\delta\sqrt{1-q^2}\,ka)}{4q^2(1-q^2) + \operatorname{sh}^2(\gamma\delta\sqrt{1-q^2}\,ka)}\,; \tag{4}$$

$$\tilde{T} = \frac{4\,q^2(1-q^2)}{4q^2(1-q^2) + \operatorname{sh}^2(\gamma\delta\sqrt{1-q^2}\,ka)}\,, \tag{5}$$

где $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, $q = \gamma(\Lambda - \beta)\delta^{-1}$, $k = \omega\,c^{-1}$.

Вне области

$$\tilde{R} = \tilde{R}_0\,\frac{4\sin^2(\gamma\delta\sqrt{q^2-1}\,ka)}{[1-(q-\sqrt{q^2-1})^4]^2 + 4\,(q-\sqrt{q^2-1})^4\,\sin^2(\gamma\delta\sqrt{q^2-1}\,ka)}\,; \tag{6}$$

$$\tilde{T} = \frac{[1-(q-\sqrt{q^2-1})^4]^2}{[1-(q-\sqrt{q^2-1})^4]^2 + 4\,(q-\sqrt{q^2-1})^4\,\sin^2(\gamma\delta\sqrt{q^2-1}\,ka)}\,. \tag{7}$$

Входящий в эти выражения множитель $\tilde{R}_0$ — отражательная способность полубесконечного сгустка — равен:

внутри и на границах области —

$$\tilde{R}_0 = P^2[(1+\beta^2)\Lambda - 2\beta]\,\Lambda^{-1}\,(1-2\beta\Lambda+\beta^2)^{-1}\,, \tag{8}$$

вне области —

$$\tilde{R}_0 = P^2[(1+\beta^2)\Lambda - 2\beta]\,\Lambda^{-1}\,(1-2\beta\Lambda+\beta^2)^{-1}\,(q-\sqrt{q^2-1})^4\,. \tag{9}$$

Этот множитель в основном и определяет отражательную способность сгустка В точке стоячей волны $\tilde{R}_0 = 0$. При изменении β от β_m до точки синхронизма β_0 величина $\tilde{R}_0$ меняется от 0 до -1 При $\beta < \beta_m$ $\tilde{R}_0 > 0$, групповая скорость отраженной волны направлена от сгустка. Наибольшего значения $\tilde{R}_0$ достигает вблизи левой границы области непропускания β_1. Если $\beta_1 > 0$, что возможно при малой плотности плазмы ($\delta \ll 1$) и значениях Λ, не близких к нулю, то как вблизи, так и левее точки β_1 величина $\tilde{R}_0$ мала Например, $\tilde{R}_0 \sim 10^{-4}$ при значениях $\delta = 0{,}1$ и $\Lambda = 0{,}44$

Однако с уменьшением волноводного фактора Λ даже при малой плотности плазмы возникает ситуация, когда $\beta_1 < 0$, и в окрестности этой точки появляется резкий пик $\tilde{R}_0$, причем в самой точке $\tilde{R}_0(\beta_1) = (4\delta/\Lambda)\sqrt{1-\Lambda^2} - 3$. Так, например, при $\delta = 0{,}1$ и $\Lambda = 0{,}01$ вблизи $\beta_1 \approx -0{,}09$ будет $\tilde{R}_0 \sim 40$. При $\Lambda \to 0$ величина $\tilde{R}_0$ для всех отрицательных значений $\beta \to \infty$. Это является следствием того, что групповая скорость отраженной волны остается отличной от нуля, тогда как групповая скорость падающей волны стремится к нулю.

Еще сильнее влияние волновода сказывается при отражении от сгустка плотной плазмы ($\delta \gg 1$) В этом случае $\beta_1 < 0$ и $\tilde{R}_0 \gg 1$ везде внутри промежутка $[\beta_1, 0]$ Например, при $\delta = 1$ и $\Lambda = 0{,}5$ ($\beta_1 \approx -0{,}4$) $\tilde{R}_0(\beta_1) \approx 6$, тогда как $\tilde{R}_0(-1) \approx 0{,}22$ С увеличением влияния волновода ($\Lambda \to 0$) значение $\tilde{R}_0$ возрастает ($\tilde{R}_0 \to \infty$) для всех значений скорости встречного движения. При $\delta = 1$ и $\Lambda = 0{,}01$ ($\beta_1 \approx -0{,}7$) значение $\tilde{R}_0(\beta_1) \approx 850$, а $\tilde{R}_0(-1) \approx 25$.

Пропускная способность тонкого сгустка ($\omega_p c^{-1} a' \ll 1$, где a' — толщина сгустка в его системе покоя) $\tilde{T} \approx 1$ почти везде внутри области непропускания и резко спадает к нулю при приближении к точке синхронизма β_0. С увеличением толщины сгустка ($\omega_p c^{-1} a' \gg 1$) $\tilde{T} \approx 0$ везде внутри области непропускания. Вне области при $q \gg 1$ $\tilde{T} \sim 1$

Таким образом, эффективность умножения частоты при отражении волны от движущегося сгустка при наличии волновода может быть очень высокой даже при нерелятивистских скоростях движения сгустка.

ЛИТЕРАТУРА

1 Файнберг Я Б, Ткалич В. С. — ЖТФ, 1959, **29**, № 4, с. 491.
2 Курилко В И — ЖТФ, 1961, **31**, № 8, с 899.
3. Yee H. Y — IEEE, 1971, **MTT-19**, № 4, p. 400.
4 Мирошниченко В. И. — ЖТФ, 1973, **43**, № 3, с 467.
5 Yeh C — J. Appl Phys, 1976, **37**, № 8, p. 3079
6. Нерух А. Г, Хижняк Н. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 10, с 1492.
7. Нерух А. Г., Хижняк Н. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 5, с. 517.

Харьковский институт радиоэлектроники

Поступила в редакцию
18 января 1983 г.

УДК 621.375 8

РАСШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ КВАНТОВЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

И. И. Еру, В. В. Мышенко, С. А. Песковацкий

1. В литературе неоднократно рассматривались различные варианты расширения полосы частот квантовых парамагнитных усилителей (КПУ). В частности, были изучены возможности расширения полосы резонаторного КПУ, открывающиеся при использовании многорезонансной системы с несколькими связанными между собой активными и пассивными резонаторами. Однако такие конструкции, очень сложные в настройке и эксплуатации, не дали сколь-нибудь существенного увеличения полосы частот КПУ Поэтому основное внимание в дальнейшем было уделено КПУ бегущей волны (КПУБВ) как более широкополосным системам.

Наиболее удовлетворительным решением проблемы расширения полосы КПУБВ явилось применение распределенной расстройки активного кристалла неоднородным магнитным полем [1–3].

Эксперименты с применением магнитной расстройки в КПУБВ показали, что даже на кристаллах с относительно узкими линиями ЭПР (рубин, рутил) этот метод позволяет получать в сантиметровом диапазоне полосы частот до 200—500 *МГц* [4, 5]

При любой форме магнитной расстройки активного кристалла происходит расширение линии ЭПР, что приводит к уменьшению магнитного декремента и соответствующему падению погонного усиления. Поэтому возможности расширения полосы частот КПУБВ путем магнитной расстройки ограничены, в пределе, уровнем погонного усиления, сравнимым с погонными потерями в замедляющей системе. С этой точки зрения переход в миллиметровый диапазон, где магнитный декремент, а следовательно, и погонное усиление на порядок выше, чем в сантиметровом диапазоне, должен существенно расширить возможности применения магнитной расстройки в КПУБВ. Кроме того, практически неизученным является вопрос о магнитной расстройке резонаторных КПУ.

Учитывая это, мы провели анализ амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) магнитно-расстроенных КПУ миллиметрового диапазона как бегущей волны, так и однорезонаторных усилителей

2. Амплитудно-частотная характеристика резонаторного КПУ определяется, в основном, дисперсионной характеристикой активного кристалла и резонатора Форма линии поглощения сказывается здесь сравнительно слабо. В КПУБВ, наоборот, АЧХ