

06; 07

© 1992

## О РАДИАЦИОННОМ ЗАТУХАНИИ ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ОТКРЫТОЙ СТРУКТУРЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

О.Р. М а т о в, О.В. П о л и щ у к,  
В.В. П о п о в

В экспериментах по резонансному поглощению субмиллиметрового излучения на двумерных ( $2M$ ) плазменных волнах [1] для связи электромагнитной и плазменной волн используется металлическая решетка с периодом  $L \ll \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина электромагнитной волны, изолированная от  $2M$  плазмы тонким слоем диэлектрика с толщиной  $d$  (см.: вставку на рисунке). Решетка позволяет возбуждать плазменные волны с волновыми векторами

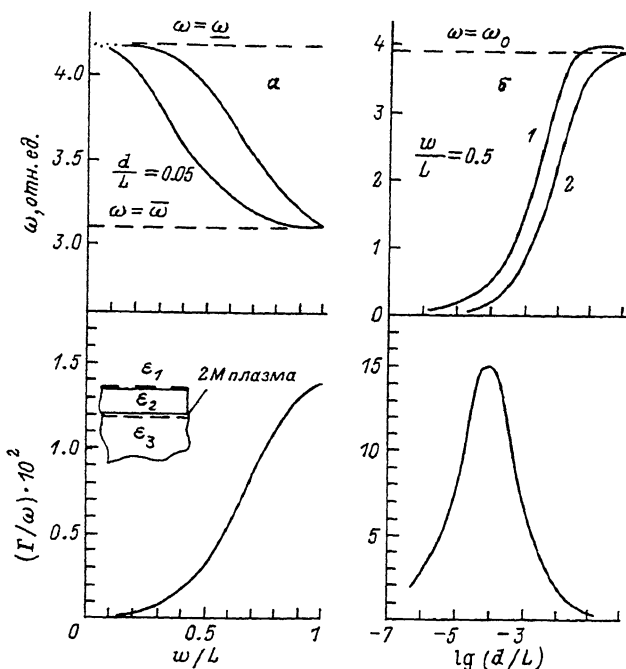
$q = \frac{2\pi m}{L}$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$ , что соответствует, в силу трансляционной симметрии решетки, центру первой зоны Бриллюэна. Как известно [2], эти плазменные волны испытывают дополнительное затухание, связанное с радиационным распадом плазменной волны на решетке.

В экспериментах [1] наблюдаемая ширина линии плазменного резонанса примерно в три раза больше величины, определяемой диссипацией энергии плазменной волны в  $2M$  плазменном слое. Радиационное затухание может быть одной из причин такого уширения.

В приближении слабой пространственной модуляции проводимости решетки (приближение слабой связи) было получено [2], что радиационное затухание пренебрежимо мало по сравнению с диссипативным, однако экспериментальные условия [1] выходят далеко за пределы применимости приближения слабой связи.

Вопрос о влиянии периодической металлической решетки на дисперсию  $2M$  плазменных волн в случае сильной связи с полями решетки также недостаточно изучен. Теория возмущений [2] предсказывает слабое отклонение дисперсии от дисперсионной зависимости для  $2M$  плазменных волн в структуре с идеальным сплошным экраном. Такой вывод подтверждается экспериментами по поглощению электромагнитных волн в структуре с решеткой [1]. В то же время дисперсия, извлекаемая из экспериментов по электромагнитному излучению  $2M$  плазменных волн в структуре с металлической решеткой, больше соответствует дисперсии  $2M$  плазменных волн в открытой структуре без решетки.

Мы вычислили частоты и радиационное затухание  $2M$  плазменных волн в центре первой зоны Бриллюэна в рамках строгого



Частоты нерadiационного (1) и радиационного (2) колебаний и радиационное затухание  $(\Gamma/\omega)$  2M плазменных волн с волновым вектором  $q = \frac{2\pi}{L}$  в зависимости от отношения  $\omega/L$  (а) и  $d/L$  (б).

$$\epsilon_1 = 1, \quad \epsilon_2 = 4, \quad \epsilon_3 = 12, \quad N_S =$$

$1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ .  $\omega_0$  - частота 2M плазменной волны на границе раздела полубесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_3$ .  $\underline{\omega}$  и  $\bar{\omega}$  - частоты 2M плазменных волн в открытой структуре без решетки и в структуре с идеально проводящим сплошным экраном соответственно. В области малых  $\omega/L$  (пунктирные линии) сходимость метода расчета недостаточна.

электродинамического подхода без использования какого-либо параметра малости, определяющего степень связи плазменной волны с полями периодической решетки. Металлические полоски решетки считались бесконечно тонкими и идеально проводящими. Процессы диссипации энергии поля в слоях структуры в расчетах не учитывались. Для решения задачи мы использовали метод Галеркина с разложением функции распределения плотности тока на идеально проводящих полосках решетки по полиномам Чебышева 2-го рода для удовлетворения условия Мейкснера на краях полоски [4].

В соответствии с выводами теории возмущений [2] мы обнаружили, что в присутствии решетки каждое плазменное колебание с волновым вектором  $q = \frac{2\pi m}{L}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) расщепляется на два колебания, одно из которых испытывает радиационное затухание,

а другое является неизлучающим. Наши расчеты показали, что для нечетных значений  $m$  нерадиационным является более высокочастотное колебание, а для четных  $m$  — наоборот.

На рис. 1. приведены зависимости частот основных (с волновым вектором  $q = \frac{2\pi}{L}$  радиационного и нерадиационного плазменных колебаний, а также радиационного затухания основной излучающей моды от геометрических параметров структуры. Радиационная мода является более низкочастотной при любом соотношении  $\omega/L$ , где  $\omega$  — ширина металлической полоски решетки, что противоречит результатам, полученным в рамках метода слабого возмущения [2], но подтверждается данными недавней работы [3], полученными более строгим методом. Наибольшее радиационное затухание достигается при  $\omega/L \sim 1$ . Именно такое значение  $\omega/L$  используется в экспериментах [1] для реализации наиболее эффективного возбуждения 2М плазменных волн. В то же время, как видно из рисунка, а частота радиационной моды при  $\omega/L \sim 1$  с большой степенью точности совпадает с частотой 2М плазменной волны в полностью экранированной структуре  $\bar{\omega}$ , что и наблюдается в экспериментах [1]. В работе [3] не приводятся данные о величине  $\omega/L$ , однако на основании наших расчетов можно предположить, что заметное отклонение  $\omega$  от  $\bar{\omega}$  связано с невыполнением условия  $\omega/L \sim 1$ .

Из рисунка, б следует, что при больших значениях  $d/L$  радиационное затухание возрастает с уменьшением расстояния между решеткой и 2М плазменным слоем и достигает максимальной величины при некотором значении  $d/L$ , зависящим от параметров структуры. При дальнейшем уменьшении  $d/L$  поле плазменной волны сильно экранируется идеально проводящими полосками решетки, частота плазменной волны стремится к нулю и радиационное затухание уменьшается. При увеличении поверхностной концентрации электронов  $N_s$  в плазменном слое или возрастании отношения  $\omega/L$  взаимное экранирование 2М плазменного слоя и решетки возрастает и максимум радиационного затухания сдвигается в сторону больших значений  $d/L$ .

Приведем результаты численных расчетов для характерных параметров эксперимента [1]:  $\omega = 3.5 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_2 = 11.0$  (AlGaAs),  $\epsilon_3 = 12.8$  (GaAs),  $L = 8.7 \cdot 10^{-5}$  см,  $d = 8 \cdot 10^{-6}$  см,  $\omega/L \sim 1$ ,  $N_s = 6.7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Расчетная частота плазменной волны в структуре с решеткой при этом совпадает с экспериментальным значением в пределах точности, определяемой погрешностями задания экспериментальных параметров. Радиационное затухание  $\Gamma/\omega \approx 8 \cdot 10^{-3}$  на два порядка величины превосходит значение, получаемое по формулам теории слабого возмущения [2] и составляет примерно половину ширины линии, определяемой экспериментальным значением времени релаксации  $\tau = 7 \cdot 10^{-12}$  с. Несмотря на то, что радиационное затухание составляет значительную величину, с его помощью не удастся объяснить полную ширину линии плазменного резонанса, наблюдаемого в эксперименте

[1], которая остается примерно в два раза большей, чем сумма радиационного и диссипативного уширения. Дополнительное уширение может быть связано с омическими потерями в металлических полосках решетки, диэлектрическими потерями в слое *AlGaAs*, а также разбросом параметров в плоскости структуры.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Batke E., Heitmann D., Tu C.W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 6951-6955.
- [2] Крашенинников М.В., Чаплик А.В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 129-140.
- [3] Okisu N., Samba Y., Kobayashi T. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 129-133.
- [4] Матов О.Р., Полищук О.В., Попов В.В. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37 (в печати).
- [5] Ager C.D., Wilkinson R.J., Hughes H.P. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 1322-1326.

Институт радиотехники  
и электроники  
РАН  
(Саратовский филиал)

Поступило в Редакцию  
23 июля 1992 г.