

И.Д. Багбая

## НЕЛИНЕЙНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИМПУЛЬСОВ И ПУЧКОВ СВЧ РАДИОВОЛН

Настоящая работа посвящена комплексу управляемых процессов теплового взаимодействия СВЧ радиоволн со столкновительной плазмой полупроводников *n*-типа. Такие процессы связаны с температурной зависимостью частоты электрон-фононных столкновений  $\nu_e$  в полупроводниках. Зависимость коэффициентов отражения и прохождения радиоволн в ГГц диапазоне от частоты столкновений  $\nu_e$  указывает на возможность температурного контроля этих коэффициентов. Различные тенденции такой зависимости могут быть обусловлены как температурным ростом частоты  $\nu_e$ , характерном, например, для Ge [1]:

$$\nu_e = \nu_{e0} \sqrt{\frac{T_e}{T_{e0}}} , \quad (1)$$

так и убыванием  $\nu_e$  по закону

$$\nu_e = \nu_{e0} \sqrt{\frac{T_{e0}}{T_e}} , \quad (2)$$

отмеченному для InSb [2].

Здесь  $\nu_{e0}$  - значение при начальной температуре  $T_{e0}$ ,  $T_e$  - температура нагрева, так что  $T_e \geq T_{e0}$ .

Сочетание этих тенденций с эффектами теплового самовозбуждения волны накачки и взаимодействия двух волн типа кроссмодуляции указывает на разнообразные варианты амплитудной и частотно-фазовой модуляции СВЧ радиоволн с помощью температурных эффектов.

Следует отметить физические особенности рассматриваемых явлений, отличающие их от кроссмодуляции в газовой плазме [3,4].

1. Наличие резкой границы полупроводниковой плазмы с внешней средой указывает на своеобразную зависимость амплитуды и фазы отраженного сигнала от электронной температуры полупроводника n-типа. Эта зависимость различна для волн s- и p-поляризаций, падающих на поверхность заданного полупроводника.

2. В ГГц диапазоне радиоволн мнимая часть диэлектрической проницаемости полупроводника  $\epsilon$  может быть не мала в сравнении с ее действительной частью. При этом тепловая перестройка преломленной волны развивается в тонком слое полупроводниковой плазмы, толщина которого может быть порядка длины волны.

3. Характерное время рассматриваемых процессов определяется временем релаксации электронной температуры

$$\tau_T = \frac{1}{\delta \nu_e} \quad (3)$$

где:

$\delta$  - средняя доля энергии, переданная при электрон-фононном столкновении,  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{m_e \cdot c_s^2}{k T_{e0}}$ . (4)

Здесь  $c_s$  - скорость звука,  $m_e$  - эффективная масса электрона,  $k$  - постоянная Больцмана. Величина  $\delta$  мала: так, для Ge  $\delta = 10^{-2}$ , для InSb  $\delta = 10^{-3}$ . При этом время  $\tau_T$  может составлять  $\tau_T \approx 10^{-9} - 10^{-11}$  с при  $\nu_e \approx 10^{11} - 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Такие показатели времени установления представляют интерес для создания устройств плазменной электроники.

Рассмотрим простой случай модуляции пучка СВЧ волн частоты  $\omega$ , падающей под углом на пластинку полупроводника n-типа. Диэлектрическая проницаемость полупроводника может быть представлена в виде:  $\epsilon = R + iI$

$$R = \epsilon_L - \frac{V}{1+S^2} \quad I = \frac{V \cdot S}{1+S^2}; \quad S = \frac{\nu_e}{\omega} \quad V = \frac{\Omega^2}{\omega^2} \quad (5)$$

где:

$\Omega$  - Ленгмюровская частота электронов.

При этом температурная зависимость величин R и I может быть представлена через частоту столкновений [1,2] в безразмерной форме:

$$S/\text{Ge} = S_0 \sqrt{f} \quad S/\text{InSb} = \frac{S_0}{\sqrt{f}} \quad (6)$$

где параметр f характеризует температуру электронов:

$$f = \sqrt{\frac{T_e}{T_{e0}}} \quad (7)$$

Комплексные коэффициенты отражения  $R_S$  и  $R_P$ , соответствующие s- и p-поляризациям, могут быть записаны через величины (5) в виде (4):

$$R_S = \frac{\cos \alpha - \sqrt{R + iI - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{R + iI - \sin^2 \alpha}} = |R_S| e^{i\varphi_S} \quad (8)$$

$$R_p = \frac{(R+iI)\cos\alpha - \sqrt{R+iI - \sin^2\alpha}}{(R+iI)\cos\alpha + \sqrt{R+iI - \sin^2\alpha}} = |R_p| e^{i\varphi_p} \quad (9)$$

Температурная зависимость коэффициента отражения по интенсивности  $|R_s|^2$  показана на рис. 1.

Коэффициент прохождения волны через слой такого полупроводника также зависит от температуры. Так, для слоя толщины  $d$  коэффициент прохождения по интенсивности  $k$  составляет

$$k = (1 - |R_s|^2) \cdot e^{-\frac{d}{L_x}} \quad (10)$$

где:  $L_x$  - характерная длина затухания:  $L_x = \frac{c}{\omega \chi}$  . (11)

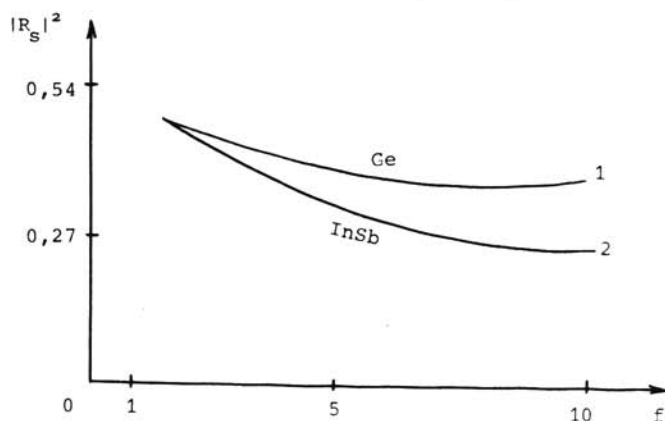


Рис. 1. Зависимость модуля коэффициента отражения  $|R_s|^2$  от электронной температуры полупроводниковой плазмы для s-поляризованной волны

Температурная зависимость декремента затухания  $\chi$  показана на рис. 2.

Проанализируем влияние внешнего магнитного поля на процессы взаимодействия миллиметровых радиоволн с полупроводниковой плазмой. Влияние магнитного поля сильно усложняет угловую и частотную зависимость отражения. Рассмотрим простой случай, соответствующий нормальному падению волны на слой полупроводника, параллельный магнитному полю, в области частот вблизи гирорезонанса. Расстройку резонанса удобно характеризовать параметром:

$$X_0 = \frac{1 - \sqrt{U}}{S_0} ; \quad U = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \quad (12)$$

где  $\omega_H$  - гирочастота электронов. Вблизи резонанса ( $\sqrt{U} \rightarrow 1$ ) компоненты тензора диэлектрической проницаемости полупроводника можно представить

в виде:  $\epsilon_{\perp} = \epsilon_L - \frac{V \cdot X_0}{2S_0} \cdot \frac{1}{X_0^2 + \frac{S^2}{S_0^2}} ;$

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_L - \frac{V}{1+S^2} + \frac{iVS}{1+S^2} ; \quad \epsilon_{\wedge} = - \frac{V}{2(X_0^2 + S^2/S_0^2)} \left[ \frac{iX_0}{S_0} - S \right] \quad (13)$$

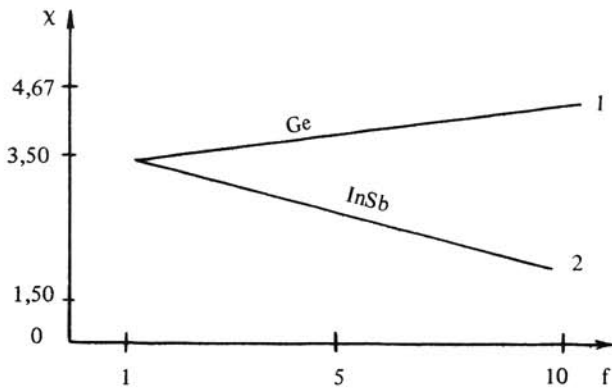


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента поглощения  $\chi$  при нормальном падении

При нормальном падении волны комплексный коэффициент преломления  $n+i\chi$  различен для волн, поляризованных вдоль ( $\epsilon_{\parallel}$ ) и поперек ( $\epsilon_{\perp}$ ) магнитного поля

$$(n + i\chi)_{\parallel}^2 = \epsilon_{\parallel}; \quad (n + i\chi)_{\perp}^2 = \epsilon_{\perp} - \frac{\epsilon_{\Lambda}^2}{\epsilon_{\perp}}. \quad (14)$$

Подставив в (14) компоненты тензора  $\epsilon$  (13), находим  $n$  и  $\chi$ , подставляя затем их в (8) и (10), вычисляем коэффициенты отражения и прохождения волн. При этом разница в коэффициентах отражения и прохождения для компонент  $E_{\parallel}$  и  $E_{\perp}$  приведет к изменению поляризации отраженной и прошедшей волн. Характеризуя поляризацию углом  $\mu = \frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}}$  наклона электрического вектора волны к магнитному полю, получим для отраженной волны:

$$\operatorname{tg} \mu = \operatorname{tg} \mu_0 \left| \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right|. \quad (15)$$

Аналогично для прошедшей волны:

$$\operatorname{tg} \mu = \operatorname{tg} \mu_0 \sqrt{\frac{1 - |R_{\perp}|^2}{1 - |R_{\parallel}|^2}} \cdot e^{-\frac{\omega d}{c} (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})}. \quad (16)$$

Следует подчеркнуть, что магнитное поле приводит к резкому изменению отражательных свойств слоя полупроводника и без нагрева электронов. Так, для слоя InSb с параметрами  $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_{\perp} = 15,8$  для волны с  $\lambda = 1 \text{ мм}$ ,  $S_0 = 0,1$ ,  $\chi_0 = 0,3$  при постоянной температуре  $f=1$  получим, что

отношение составляет  $\left| \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right| = 2,1$ . В этом случае угол  $\mu$  при отражении увеличивается, а вектор  $\vec{E}$  поворачивается "от магнитного поля". В проходящей волне вектор  $\vec{E}$  может повернуться "к магнитному полю", так как

компонента  $E_{\perp}$  поглощается сильнее, чем  $E_{\parallel}$ . Так, в рассматриваемом примере  $\chi_{\parallel} = 0,2$ , а  $\chi_{\perp} = 13,9$  при невозмущенной температуре ( $f = 1$ ) угол равен

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{\operatorname{tg} \mu_0}{2} \cdot \left[ 1 - \frac{\omega d}{c} (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \right],$$

экспоненциальный множитель при толщине пластинки  $d = 5 \mu$  составляет 0,6, т.е.  $\operatorname{tg} \mu = 0,3 \operatorname{tg} \mu_0$ . Таким образом, наложение магнитного поля ведет к различной поляризации отраженной и прошедшей волны.

Совместная модуляция электронной температуры и магнитного поля расширяет возможности контролируемой перестройки СВЧ радиоволн, взаимодействующих с полупроводниковой плазмой.

#### Л и т е р а т у р а

1. С м и т Р. Полупроводники / Пер. с англ., 2-е изд. - М., 1982.
  2. А н с е л ь м А.И. Введение в теорию полупроводников. - М., 1978.
  3. Г и н з б у р г В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1960.
  4. Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Физматгиз, 1959.
-