

М.А. Зуев, И.Н. Сисакян, А.Б. Шварцбург

О ВЛИЯНИИ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА

Проблемы перестройки параметров излучения и перспективы создания управляемых дифракционных решеток привлекают внимание к вопросу о свойствах полупроводниковой плазмы в переменных внешних полях [1-3]. В данной работе решается задача определения усредненной диэлектрической проницаемости ϵ плазмы в быстромеющемся магнитном поле \vec{H} . При этом будем считать, что эффективная длительность свободного пробега τ не зависит от времени. Последнее справедливо, если связанное с \vec{H} внешнее электрическое поле $E_{\text{внеш}}$ много меньше характерного "плазменного". В противном случае частота внешнего поля должна быть достаточно велика, чтобы τ не успевало его отслеживать, т.е. зависело лишь от амплитуды $E_{\text{внеш}}$. (подробнее см. [1]).

Уравнение движения заряда в поле волны $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{-i\omega t}$ с несущей частотой ω имеет традиционный вид:

$$m^* \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \nu \cdot \vec{v} \right) = e \cdot (\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]), \quad (1)$$

где

- m^* - эффективная масса;
- e - заряд электрона;
- \vec{v} - средняя скорость;
- ν - эффективная частота столкновений;
- $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}(\vec{R}, t)$ - внешнее магнитное поле.

Формально при интегрировании (1) следует учесть зависимость \vec{B} от координат \vec{R} , т.к. $\vec{V} = \dot{\vec{R}}$. Однако масштаб изменения \vec{B} будем считать макроскопическим, а масштаб колебаний \vec{R} под действием \vec{E} - микроскопический ($R_{\text{max}} \sim eE_0 / (m \cdot \omega^2)$), так что в дальнейшем зависимость \vec{H} от координат будем учитывать параметрически.

Пусть $\vec{H} = (H_0 + H_1 \cdot \cos \Omega t) \cdot \vec{h}$, где \vec{h} - безразмерный вектор ($|\vec{h}| = h \sim 1$). Введем плотность тока $\vec{J} = e \cdot N \cdot \vec{v}$, где N - концентрация носителей;

$$\omega_{oc} = \frac{|e| \cdot \mu_0}{m^*} \cdot H_0;$$

$$\omega_{1c} = \frac{|e| \cdot \mu_0}{m^*} \cdot H_1 - \text{циклотронные частоты постоянной и переменной части поля соответственно.}$$

Тогда для \vec{J} получим

$$\frac{d\vec{J}}{dt} + \nu \cdot \vec{J} + (\omega_{oc} + \omega_{1c} \cdot \cos \Omega t) \cdot [\vec{J} \times \vec{h}] = \frac{Ne^2}{m^*} \vec{E}_0 \cdot e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Положим, не нарушая общности, что \vec{h} (в отличие от [1]) имеет двухкомпонентную структуру $\vec{h} = (0, h_y, h_z)$.

Выделяя из (2) периодическую часть решения $\vec{J} = \hat{\sigma} \cdot \vec{E}_0 \cdot e^{-i\omega t}$, следует отметить, что тензор проводимости $\hat{\sigma}$ зависит от времени посредством набора гармоник $\sim e^{ik\Omega t}$ с убывающими по k коэффициентами. Усредняя $\hat{\sigma}$ по периоду $2\pi/\Omega$, получим

$$\hat{\sigma}_{cp} = \begin{pmatrix} \sigma_+ & i\sigma_- h_z/h & -i\sigma_- h_y/h \\ -i\sigma_- h_z/h & \sigma_0 + (\sigma_+ - \sigma_-) h_z^2/h^2 & (\sigma_0 - \sigma_+) h_y h_z/h^2 \\ i\sigma_- h_y/h & (\sigma_0 - \sigma_+) h_y h_z/h^2 & \sigma_0 + (\sigma_+ - \sigma_-) h_y^2/h^2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где σ_{\pm} определяются функциями Бесселя I_n :

$$\sigma_0 = \frac{iNe^2/m^*}{\omega + i\nu}, \quad \sigma_{\pm} = i \frac{Ne^2}{2m^*} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n^2 \left(\frac{\omega_{1c}}{\Omega} \cdot h \right) \times \\ \times \left[\frac{1}{\omega + \omega_{oc} \cdot h + n\Omega + i\nu} \pm \frac{1}{\omega - \omega_{oc} - n\Omega + i\nu} \right]. \quad (4)$$

Корректность усреднения $\hat{\sigma}$ по времени становится очевидной в случае $\Omega \ll \omega$, что обязывает произвести в (3) и (4) предельный переход. Игнорирование этого обстоятельства приводит в [1] к сомнительному выводу о заметных изменениях резонансных соотношений, обусловленных переменной составляющей H_1 . Учет $\Omega \ll \omega$ дает особенно наглядные результаты при отсутствии постоянной составляющей H_0 . Тогда среднее по периоду $2\pi/\Omega$ значение магнитного поля равно нулю, и плазма в среднем остается изотропной. Действительно, при $\omega_{oc} = 0$ из (4) имеем $\sigma_- = 0$. Тогда из (3) ясно, что в s-поляризованной волне $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ компоненты $J_{y,z}$ не появятся (аналогично для p-поляризации не появится J_x).

Конкретизируем полученные результаты в случае s-поляризации: $J_x = \sigma_+ \cdot E_x$, $J_y = J_z = 0$. Тогда для диэлектрической проницаемости $\epsilon = 1 + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega}$ из (3) и (4) с учетом свойств Бесселевых функций при $\Omega \ll \omega$ имеем:

$$\epsilon = \hat{\epsilon} + \Delta\epsilon, \quad \hat{\epsilon} = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (5) \\ \Delta\epsilon = - \frac{\Omega^2 \cdot \omega_{1c}^2 \cdot h^2}{2\omega \cdot (\omega + i\nu)^3} \left[1 + \frac{(\frac{3}{4} \omega_{1c}^2 \cdot h^2 + \Omega^2)}{(\omega + i\nu)^2} \right],$$

где

$$\Omega_L = \left(\frac{N \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 5,64 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{m_e}{m^*} \cdot \left(\frac{N}{10^{20} \text{ м}^{-3}} \right)} \left(\frac{1}{\text{с}} \right) \quad (6)$$

Лэнгмюровская частота плазмы.

Рассмотрим один из конкретных способов возбуждения переменного магнитного поля в полупроводниковой плазме. Пусть полупроводниковая пластина пронизана системой токов $J = J_1 \cdot \cos \Omega t$, параллельных ее поверхности и коммутируемых по направлению (рис. 1). При этом создаваемое такой системой поле \vec{H} будет иметь вид:

$$\vec{H} = \frac{J_1 \cdot \cos \Omega t}{2\pi l} \cdot \vec{h}(\alpha, u), \quad \text{где } \alpha = L/l, \quad u = y/l,$$

$$h_x = 0, \quad h_y = \frac{1}{1+u^2} + \sum_{k=1}^{\infty} s_k \left[\frac{1}{1+(k \cdot \alpha + u)^2} + \frac{1}{1+(k \cdot \alpha - u)^2} \right] \quad (7)$$

$$h_z = -\frac{u}{1+u^2} + \sum_{k=1}^{\infty} s_k \left[\frac{(k \cdot \alpha - u)}{1+(k \cdot \alpha - u)^2} - \frac{(k \cdot \alpha + u)}{1+(k \cdot \alpha + u)^2} \right]$$

Здесь $s_k \equiv 1$ для сонаправленных токов; $s_k = (-1)^k$ для токов чередующихся направлений. Выражение (7) предполагает бесконечное количество токов. Влияние соответствующих краевых эффектов при необходимости нетрудно учесть, ограничив в (7) пределы суммирования. Для перехода к (5) следует подставить $\omega_{1c} = \frac{|\epsilon| \cdot \mu_0}{2\pi m^*} \cdot \frac{J_1}{l} = 3,52 \cdot 10^4 \left(\frac{m_e}{m^*} \right) \cdot \frac{J_1 (\text{А})}{l (\text{м})}$.

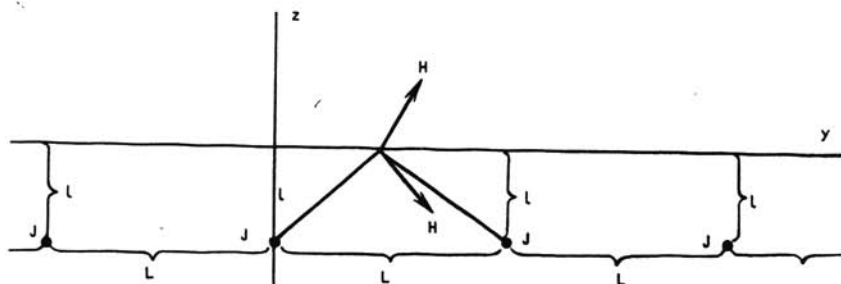


Рис. 1. Схема расположения токов, возбуждающих магнитное поле

Реальный интерес в проблемах создания управляемых дифракционных решеток представляют периодические неоднородности в $\Delta \epsilon$ [2]. Далее будем рассматривать лишь продольную неоднородность (вдоль оси y), полагая, что для $z < 0$ излучение поглощается на длине много меньшей, чем l . Оставим в $\Delta \epsilon$ из (5) лишь первое слабое (что справедливо при $\omega_{1c} \ll |\omega + iv|$ и ограничимся в разложении периодического $h^2(y)$ из (7) одной гармоникой, положив $h^2(y) \approx \left(\frac{h_{\max}^2 + h_{\min}^2}{2} \right) + \left(\frac{h_{\max}^2 - h_{\min}^2}{2} \right) \cos \frac{2\pi y}{L}$. Тогда для периодической части $\Delta \epsilon(y)$ получим ($f = h_{\max}^2 - h_{\min}^2$; $\xi = \pi l/L$):

$$\Delta \epsilon(y) = -\frac{\Omega_L^2 \omega^2 f(\xi)}{4\omega \cdot (\omega + iv)^3} \cdot \cos \frac{2\pi y}{L}, \quad (8)$$

где для сонаправленных токов

$$f_+(\xi) = \xi^2 \cdot (\operatorname{ct} h^2 \xi - \operatorname{th}^2 \xi), \quad (9)$$

а для токов чередующихся направлений:

$$f_-(\xi) = \left(\frac{2\xi}{\operatorname{sh} 2\xi} \right)^2. \quad (10)$$

Соответствующие зависимости изображены на рис. 2. При этом $\max(f_+) = 1,17$ достигается для $(l/L)_{\text{опт}} = 0,256$.

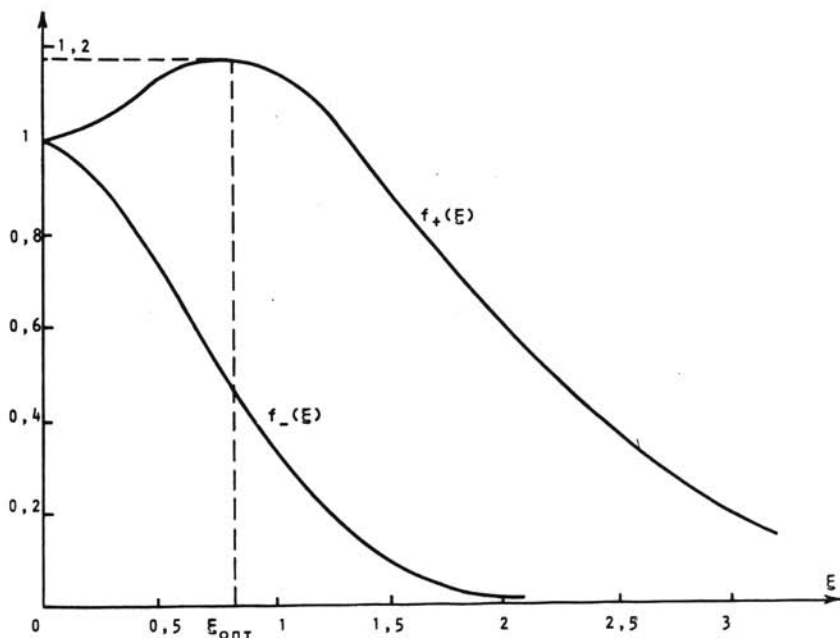


Рис. 2. Зависимости (9), (10), характеризующие амплитуду переменной части $\Delta \epsilon$ в (8)

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Луговой В.Н. / ЖТФ, 1961. Т. 41. Вып. 5. С. 1562.
2. Константинов О.В., Романов Ю.Ф., Рыхлов А.Ф. / ЖТФ, 1981. Т. 51. Вып. 2. С. 239.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1970.