



III Международный научный семинар

**Наноструктурные
материалы - 2004:
Беларусь - Россия**



Минск 2004

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ И ПОТЕРИ В НЕМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.Р. Соболев, С.А. Гурецкий, А.М. Лугинец, Н.А. Каланда

Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси

При изучении волновых явлений зачастую в первом приближении используют концепцию идеальной среды, игнорируя поглощение энергии. Такой асимптотический подход применяется не только для диэлектриков, но и в металлических волноводах как средах с бесконечной проводимостью. Понятие идеальной среды востребовано в том смысле, что является достаточно простым для анализа и позволяет определить глобальные закономерности. Присутствующие же в материалах дефекты приводят к активизации механизмов диссипации. Так в проводящих средах присутствие свободных зарядов исключает оптическую прозрачность для частот ниже плазменных колебаний, но магнитное поле позволяет существовать циркулярно поляризованной волне. В сообщении сделаны оценки и проанализированы условия распространения поперечной волны в полупроводнике с учетом частотного диапазона, наличия магнитного поля, уровней диссипации энергии и релаксационных явлений.

Анализируемая модельная среда содержит некоторое количество свободных носителей и не упорядочивается за счет поляризуемости и намагничивания. Используются феноменологические уравнения и материальные соотношения связи между высокочастотным током и полем [1, 2]. Для получения этой константы применено микроскопическое уравнение Больцмана, оперирующее функцией распределения плотности вероятности. Ввиду низкого уровня пространственной дисперсии поля при записи тензора высокочастотной проводимости используется приближение локальной связи [3]. Для плоской линейно поляризованной волны типа $\propto \exp[i(kz - \omega t)]$ исследуется дисперсионное соотношение

$$k^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon - i \omega \mu_0 \sigma_0 \frac{-i \omega \tau + 1}{(-i \omega \tau + 1)^2 + (\Omega \tau)^2} \mp \omega \mu_0 \sigma_0 \frac{\Omega \tau}{(-i \omega \tau + 1)^2 + (\Omega \tau)^2} = 0. \quad (1)$$

Здесь σ_0 имеет смысл проводимости для постоянного тока в приближении сферической изоэнергетической поверхности, Ω - циклотронная частота, τ - время релаксации, ε_0 - диэлектрическая постоянная, ε - диэлектрическая проницаемость, μ_0 - магнитная постоянная. Дисперсионное выражение (1) позволяет проанализировать характер поля для предельных случаев, включая различные частотные диапазоны по сравнению с временем релаксации. Так

для малых частот ($\omega\tau \ll 1$) при малости магнитного поля ($\Omega\tau \ll 1$) квадрат волнового вектора $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon + i\omega\mu_0\sigma_0$, т.е. в области низких температур при малом уровне легирования выражение отвечает обычной волне, скорость которой определяется преимущественно величиной ε . Вне области собственного поглощения ε положительна и для этого участка спектра материал является прозрачным. Наоборот, волна будет сильно затухать, если мнимая составляющая будет доминировать над вещественной за счет достаточно большой статической проводимости. Выражение напоминает обычное соотношение в условиях локальной связи между током и полем $k^2 = i\omega\mu_0\sigma_0(1 - i\omega\varepsilon_0\varepsilon/\sigma_0)$. Для высоких частот ($\omega\tau \gg 1$) при малости магнитного поля ($\Omega\tau \ll 1$) квадрат волнового вектора можно представить как выражение, у которого максимальный параметр с размерностью частоты есть обратное время релаксации $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon (1 - \sigma_0 / \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 \tau)$. Для сильного магнитного поля ($\Omega\tau \gg 1$) уже в приближении $\omega\tau \ll 1$ следует, что $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \left[1 \pm \sigma_0 / \omega \varepsilon_0 \varepsilon \Omega \tau + i \sigma_0 / \omega \varepsilon_0 \varepsilon (\Omega \tau)^2 \right]$. Для случая, когда $\omega\tau \gg 1$ и $\Omega\tau \gg 1$, как и ранее, третье слагаемое в (1) может привести к вещественности волнового вектора если вклад магнитного поля в высокочастотную проводимость будет доминировать над частотными эффектами $\Omega \geq \omega$. В случае усиленного неравенства

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \left[1 \pm \frac{\sigma_0}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon \Omega \tau} \left(1 + \frac{\omega^2}{\Omega^2} \right) + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \varepsilon \Omega^2 \tau} \left(1 + \frac{\omega^2}{\Omega^2} \right) \right]. \quad (2)$$

При близости вкладов диэлектрической и магнитной составляющих в дисперсионное выражение магнитное поле приведет к возникновению оптической активности. Волна, которая является циркулярно поляризованной влево, имеет меньшую скорость, ее показатель преломления больше, и при распространении плоско поляризованной волны оптический вектор повернется вправо. Естественно, при малости поправочного члена, стимулированного магнитным полем, изменение в скорости этих волн будет незначительным на фоне диэлектрической анизотропии свойств и постоянная Фарадея будет уменьшаться.

Выполнено в рамках ГПОФИ “Наноматериалы и нанотехнологии”.

Литература

1. Канер Э.А., Скобов В.Г. // УФН. 1966. Т.89, № 3. С. 367.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 462 с.
3. Sobol V.R. Известия Гомельского государственного университета. 2001, № 6. С.57.