ИЗГИБНО-ДРЕЙФОВЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.В.Иоффе, Е.Ф.Мендер

В полупроводниках с носителями тока одного или двух знаков заряда при наличии внешних электрического (E) и, вообще говоря, магнитного полей возникают так называемые дрейфовые волны концентрации носителей тока и поля. При отсутствии временной и пространственной дисперсий частота этих волн $\omega = k_l \mu_{lk} E_k = (\mathbf{kv})$ ($\mathbf{k}$ – волновой вектор, μ_{lk} – подвижность носителей при заряженных волнах или амбиполярная подвижность при квазинейтральных волнах). Если частота много больше декремента затухания $4\pi\sigma/\epsilon + Dk^2$ (заряженные волны) или Dk^2 (квазинейтральные волны), то эти волны затухают слабо (D, ϵ, σ – коэффициент диффузии, диэлектрическая проницаемость и электропроводность). При определенных значениях волнового вектора дрейфовая ветвь колебаний плазмы кристалла может пересечься с ветвями, соответствующими другим колебаниям в кристалле, если частоты последних зависят от волнового вектора нелинейным образом; например, со спиновыми, плазменными, оптическими или изгибными волнами. Если эти волны вызывают колебания плазмы кристалла, и пересечение частот происходит в области слабого затухания волн, то возможно резонансное увеличение поглощения указанных волн с одной стороны, и при неомических контактах – резонансное изменение импеданса кристалла.

Мы исследуем в этой работе резонанс заряженной дрейфовой и изгибной волн при наличии пьезоэлектрического взаимодействия в кристаллах с носителями тока одного знака заряда. Рассмотрим пластину толщины h (ось z) и длины L (ось x) во внешнем электрическом поле $E = E_x$ при $L >> h$. Если пьезоэлектрический тензор $\beta_{l,k\ell}$ однороден в направлении z, то, как можно показать, изгибные колебания пластины не взаимодействуют с дрейфовой волной в первом приближении по $\beta^2/\rho s^2$. Мы рассмотрим пластину с различными значениями $\beta_{l,k\ell}$ при $z < 0$ и $z > 0$. Используя уравнения неразрывности, Пуассона и уравнения для изгибных колебаний [1] и записывая энергию, связанную с пьезовзаимодействием в виде [2]

$$\int dxdz\, \beta_{lk\ell} E_l\, u_{k\ell}$$

(u_{kl} – тензор деформации), получим дисперсионное уравнение при $|h/L << \beta^2/\rho s^2| \sim Dk^2 << 4\pi\sigma/\epsilon$:

$$\left[\omega-(\mathbf{kv})+\frac{4\pi i\sigma}{\epsilon}\right]\left[\omega^2+2i\omega\Gamma-a^2k^4s^2h^2\right]=$$

$$=\frac{\beta^2}{8\rho s^2}\left[\omega-(\mathbf{kv})\right]k^4s^2h^2a^2$$

(Γ – затухание изгибных волн, s – скорость звука, a – множитель порядка единицы, определяемый коэффициентами Пуассона). При $k \neq k_0 = v/sh$ это уравнение распадается на уравнения для изгибных и для дрейфовых волн, и поправки, связанные с пьезовзаимодействием, малы. В области резонанса, при $\omega \simeq \omega_0 = v^2/sha$ находим

$$\omega_1=\omega_0-\frac{4\pi i\sigma}{\epsilon}-\omega_0\frac{\beta^2}{16\rho s^2},$$

$$\omega_2=\omega_0-i\Gamma+\omega_0\frac{\beta^2}{16\rho s^2}-i\frac{4\pi\sigma}{\epsilon}\frac{\beta^2}{16\rho s^2},$$

$$\omega_3=-\omega_0-i\Gamma.$$

При $\Gamma < (4\pi\sigma/\epsilon)\,\beta^2/16\rho s^2$ поглощение изгибных волн резко увеличивается.

Исследуем поведение импеданса пластины $Z=(I')^{-1}\int_0^L E'dx$ (I' – плотность тока). Вдали от резонанса относительные поправки к импедансу малы. В области резонанса поправки существенным образом зависят от условий при $x=0,\ L$. Мы будем предполагать жесткое закрепление пластины; для колебаний концентрации n', при $x=0,\ L$ примем условия инжекции $n'=\delta_0 I'$ и предположим, что инжекция слабая, то-есть $\gamma=ev\delta \lesssim 1$. Тогда вблизи резонансной частоты $\omega_0=v^2/sha$ относительная поправка к вещественной части импеданса (относительные поправки к мнимой части импеданса в $(4\pi\sigma/\epsilon\omega)^2$ раз меньше, то-есть всегда малы) имеют вид

$$\gamma\frac{\beta^2}{4\rho s^2}\,\frac{4\pi\sigma}{\epsilon\omega}\,\frac{\omega_0^2}{(\omega-\omega_0)^2+\left(\frac{4\pi\sigma}{\epsilon}+\Gamma\right)^2}.$$

При $\omega=\omega_0$ $|\Gamma<4\pi\sigma/\epsilon|$ эта величина достигает значения

$$\gamma\frac{\beta^2}{4\rho s^2}\,\frac{\epsilon\omega_0}{4\pi\sigma},$$

что может превышать единицу. Ширина резонансной области $\Delta\omega \simeq 4\pi\sigma/\epsilon << \omega_0$.

Оценим необходимое электрическое поле и резонансную частоту. В кристаллах сульфида кадмия при $n \simeq 10^{10}$ $см^{-3}$, $h \simeq 0{,}1$ $см$, $\gamma \simeq 1/3$, необходимое поле превышает 10^3 *в/см*; резонансная частота порядка $3 \cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$. (Отметим, что аналогичный эффект возможен при наличии деформационного взаимодействия в непьезоэлектрических кристаллах).

В заключение укажем, что резонанс дрейфовой и плазменной или оптической ветвей колебаний невозможен, так как пересечение частот происходит в области сильного затухания волн. Дрейфово-спиновый резонанс приводит к относительным поправкам к затуханию и импедансу порядка

$$\max\,[1 + (\mu H/c)^2](v/c)^2$$

(c – скорость света), что вряд ли измеримо из-за слабого взаимодействия продольных дрейфовых и поперечных спиновых волн.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
22 июля 1968 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. Изд. Наука, М., 1966.

[2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1963.