Краткие сообщения по физике № 9-1987 г.

УДК 534.8

ОВФ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ МОДУЛЯЦИИ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.П. Брысев, В.Н. Стрельцов

Рассматривается новый механизм ОВФ звука в пьезополупроводниках, основанный на фонон-плазмонном взаимодействии при периодической модуляции подвижности электронов во внешнем переменном электрическом поле.

В последнее время значительный интерес вызывают механизмы обращения волнового фронта (ОВФ) акустических волн, основанные на фонон-электронных взаимодействиях в твердых телах в условиях эффективной модуляции параметров твердотельной плазмы внешними полями. Например, в /1,2/ было показано, что периодическая засветка полупроводника, приводя за счет прямых оптических переходов электронов к модуляции их концентрации в зоне проводимости, вызывает, благодаря фонон-плазмонной связи, эффективное отражение падающей акустической волны, сопровождающееся обращением ее волнового фронта.

В настоящей работе рассматривается механизм ОВФ звука, основанный на фонон-плазмонном взаимодействии при периодической модуляции омического сопротивления пьезополупроводникового образца за счет изменения подвижности электронов во внешнем переменном электрическом поле. Получены общие уравнения, описывающие динамику распространения звуковой волны в этих условиях, и на этой основе исследована эффективность преобразования падающей акустической волны в обращенную отраженную в зависимости от параметров полупроводника и внешнего поля.

Пусть на бесконечный по поперечным координатам x и y пьезополупроводниковый слой кристалла класса 31 вдоль пьезоактивной оси z [011] падает внешняя поляризованная вдоль оси x [100] акустическая волна, описываемая смещением $U_i = 0{,}5U^+(z,t)\exp[i(\omega t - kz)] + \text{к.с.}$ Пьезополупроводник помещен в однородное периодическое электрическое поле $E_e(t)$, вектор напряженности которого лежит в плоскости xy. Сопровождающее падающую акустическую волну продольное пьезоэлектрическое поле E, действуя на электронную плазму, будет возбуждать в ней ленгмюровские колебания, коэффициент затухания которых под действием $E_e(t)$ испытывает периодическую модуляцию, период T которой при соответствующем выборе частоты внешнего поля равен π/ω. Это, как будет показано ниже, приводит к возникновению отраженной акустической волны той же частоты ω, также поляризованной вдоль оси x.

Полная система уравнений, описывающая в указанных условиях связанное распространение падающей и отраженной акустических волн со смещением U в гидродинамическом приближении, имеет вид:

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{e} \frac{\partial E}{\partial z}; \quad \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial V}{\partial z} = 0;$$
$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + \bar{e} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -4\pi e n; \quad \frac{\partial V}{\partial t} + \nu(t) V = -\frac{e}{m} E. \qquad (1)$$

Здесь n и V – соответственно отклонение электронной плотности и скорость электронов при индуцированных ленгмюровских колебаниях; n_0 – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости; m и -e – эффективная масса и заряд электрона в зоне проводимости; ρ – плотность кристалла; ϵ – изотропная для рассматриваемых условий диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\bar{e}$ – пьезомодуль.

Зависимость эффективной частоты рассеяния электронов $\nu(t)$ от напряженности внешнего электрического поля $E_e(t)$ достаточно хорошо описывается формулой Шокли:

$$\nu(t) = \frac{1}{\tau\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left[\frac{\mu_0 E_e(t)}{V_a} \right]^2}},$$

где μ_0, τ — подвижность и время свободного пробега электронов в отсутствие электрического поля; V_a — скорость сдвиговой акустической волны. Разлагая $\nu(t)$ в ряд Фурье

$$\nu(t) = \nu_0 + \sum_{s\neq 0} \nu_s \cos 2s\omega t,$$

далее для простоты без существенного ограничения общности (см. замечание ниже) будем предполагать, что основной вклад в разложение вносят нулевая и первая гармоники:

$$\nu(t) \cong \nu_0 + \nu_1 \cos 2\omega t. \tag{2}$$

Из (2), (1) слудует, что распространение падающей звуковой волны приводит к возбуждению бесконечного числа акустических гармоник с частотами $\omega(2s + 1)$ и волновым вектором падающей волны $k = \omega/V_a$. Однако лишь составляющие с частотой ω удовлетворяют дисперсионному соотношению для акустических колебаний в кристалле и поэтому будут вносить определяющий вклад в полное акустическое поле.

В соответствии с этим в стационарном режиме решение для $U(z,t)$ будем искать в виде:

$$U(z,t) = \frac{1}{2} [U^+(z) e^{i(\omega t - kz)} + U^-(z) e^{i(\omega t + kz)} + \text{к.с.}], \tag{3}$$

где $U^+(z)$ и $U^-(z)$ — медленные амплитуды соответственно падающей и отраженной волн. В аналогичной форме представляются и остальные переменные V, n и E. Решение для $V(t)$ записывается в виде обычной свертки:

$$V = -\frac{1}{2}\frac{e}{m} e^{-\nu_0 t} e^{-\frac{\nu_1}{2\omega}\sin 2\omega t} \left\{ \int_{-\infty}^{t} E^+ e^{\nu_0 t'} e^{\frac{\nu_1}{2\omega}\sin 2\omega t'} e^{i(\omega t' - kz)} dt' + \right.$$

$$\left. + \int_{-\infty}^{t} E^- e^{\nu_0 t'} e^{\frac{\nu_1}{2\omega}\sin 2\omega t'} e^{i(\omega t' + kz)} dt' + \text{к.с.} \right\}.$$

Разлагая $\exp[\pm (\nu_1/2\omega)\sin 2\omega t]$ в ряд по модифицированным функциям Бесселя, после интегрирования для амплитуд $V^\pm(z)$ получаем:

$$V^\pm = -e\alpha E^\pm/2m - ie\beta E^{\mp *}/2m, \tag{4}$$

где $\alpha = \sum_{n}^{\pm\infty} (-1)^n \frac{I_n^2(\frac{\nu_1}{2\omega})}{\nu_0 - i(2n-1)\omega}$; $\beta = \sum_{n}^{\pm\infty} (-1)^n \frac{I_n(\frac{\nu_1}{2\omega}) I_{n+1}(\frac{\nu_1}{2\omega})}{\nu_0 - i(2n+1)\omega}$. Заметим, что β — чисто мнимая величина. Подставляя (3), (4) в (1) и решая алгебраические уравнения для $n^\pm$, $E^\pm$, для интересующих нас амплитуд $U^\pm(z)$ окончательно получаем:

$$\frac{dU^-}{dz} = -i\frac{\bar{e}^2 k}{2c\Delta}\left(\epsilon + \frac{\omega_p^2}{\omega}\text{Im}\,\alpha\right)U^- + \frac{\bar{e}^2 k\omega_p^2 \text{Re}\,\alpha}{2c\Delta\omega}U^- + i\frac{\bar{e}^2 k\omega_p^2 \beta}{2c\Delta\omega}U^{+*},$$

$$\frac{dU^{+*}}{dz} = -i\frac{\bar{e}^2 k}{2c\Delta}\left(\epsilon + \frac{\omega_p^2}{\omega}\text{Im}\,\alpha\right)U^{+*} - \frac{\bar{e}^2 k\omega_p^2 \text{Re}\,\alpha}{2c\Delta\omega}U^{+*} - i\frac{\bar{e}^2 k\omega_p^2 \beta}{2c\Delta\omega}U^-. \tag{5}$$

Здесь $\Delta = \epsilon^2 + 2\epsilon \frac{\omega_p^2}{\omega} \mathrm{Im}\, a + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega}\right)^2 (|a|^2 + \beta^2)$; $\omega_p^2 = \frac{2\pi e^2 n_0}{m}$.

Из (5) непосредственно следует, что модуляция подвижности электронов приводит к возникновению параметрического взаимодействия между падающей и отраженной акустическими волнами, появлению дополнительного затухания в системе и добавочной дисперсии. Коэффициент параметрического взаимодействия, зависящий при фиксированном значении $E_e(t)$ от соотношения плазменной ω_p и звуковой ω частот, при заданной частоте ω возрастает с увеличением ω_p, достигая максимума при

$$\omega_p = \omega\epsilon/\sqrt{|a|^2 + \beta^2}, \tag{6}$$

и уменьшается при дальнейшем росте ω_p. Аналогичная зависимость имеет место и для коэффициента затухания.

Граничные условия для (5), отвечающие отсутствию отраженной волны на выходе слоя и заданному значению амплитуды падающей волны U_0 на входе, имеют вид:

$$U^-(l) = 0, \quad U^+(0) = U_0,$$

где l — безразмерная толщина слоя, связанная с действительной длиной кристалла L соотношением $l = L\bar{e}^2 k\omega_p^2 \mathrm{Re}\, a/2c\Delta\omega$. Тогда решение (5) для отраженной акустической волны можно записать в виде

$$U^-(0) = \frac{i\beta}{\mathrm{Re}\, a} \; \frac{1 - e^{-2\kappa l}}{1 + \kappa + (1 - \kappa)e^{-2\kappa l}} \; U_0^*,$$

где $\kappa = \sqrt{1 + \beta^2/\mathrm{Re}^2 a}$. Как видно, отраженная акустическая волна имеет волновой фронт, обращенный с точностью до несущественного фазового сдвига к волновому фронту падающей: $U^-(0) \propto U^{+*}(0)$. Коэффициент преобразования при ОВФ $K = |U^-(0)/U_0|$ монотонно растет с увеличением l и при $l \gtrsim \kappa^{-1}$ достигает значения $K = i\beta/\mathrm{Re}\, a(1 + \kappa)$.

Сделаем численные оценки. Задавая для простоты $E_e(t) = E_0 \cos^2 \omega t$ и считая при этом, что модуляция подвижности электронов достаточно велика, $[\mu_0 E_e(t)/V_a] \gg 1$, при типичных для пьезополупроводников значениях $\bar{e} \sim 3\cdot 10^4$ CGSE, $\rho \sim 5$ г/см^3, $\mu_0 \sim 10^3$ см^2/с·В, $V_a \sim 10^5$ см/с, $\omega \sim 10^8$ рад/с, $\epsilon \sim 10$ и оптимальном соотношении (6) параметров ω_p и ω получаем значение коэффициента преобразования при ОВФ $K \cong 0{,}4$, реализуемое на длине образца $L \cong 2{,}3$ см. Заметим, что значение коэффициента модуляции подвижности $\mu_0 E_e(t)/V_a \sim 10$ для обычных полупроводников достигается при $E_0 \sim 10^3$ В/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов В. Н. Квантовая электроника, 13, № 10, 2144 (1986).
2. Брысев А. П., Стрельцов В. Н. Акустический журнал, 32, в. 4., 564 (1986).

Поступила в редакцию 30 апреля 1987 г.