Письма в ЖТФ, том 19, вып. 1 12 января 1993 г.

06; 09

РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ[1]

В.А. Абдулкадыров, И.Д. Ревин, В.П. Шестопалов

В последние годы значительное внимание уделяется взаимодействию электромагнитного излучения с плазмой твердого тела [1-3].

В настоящем сообщении рассмотрено взаимодействие дрейфующего потока носителей заряда в полупроводнике с волновыми пучками открытого резонатора (ОР). В ОР находится дифракционная решетка. Синхронная составляющая S-пространственной гармоники поля имеет вид:

$$E = A_S C_m C_n \Psi_m(x) \Psi_n(y) e^{-ih_S z + i\alpha_S y}, \tag{1}$$

где $\Psi_m(x) = exp\left(-\frac{kx^2}{2A_x}\right) H_m\left(\sqrt{\frac{K}{A_x}}x\right)$; $\alpha_S = k\frac{c}{V_{\varphi S}}$;

$$\Psi_n(y) = exp\left(-\frac{ky^2}{2A_y}\right) H_n\left(\sqrt{\frac{K}{A_y}}y\right); \quad h_S = k\sqrt{\frac{c^2}{V_{\varphi S}^2}-1};$$

$$A_{xy} = \sqrt{L(r_{xy}-L)}; \quad C_m = \sqrt[4]{\frac{A_x}{k}}\left(\sqrt{m!\,2^m\sqrt{\pi}}\right)^{-1};$$

$$C_n = \sqrt[4]{\frac{A_y}{k}}\left(\sqrt{n!\,2^n\sqrt{\pi}}\right)^{-1};$$

$V_{\varphi S}$ – фазовая скорость; S-ой пространственной гармоники, H_m, H_n – полиномы Эрмита; A_S – амплитуда S-ой пространственной гармоники; r_{xy} – радиусы кривизны зеркал. Эффективное взаимодействие дрейфующего потока носителей в полупроводнике с полем (1) возможно при выполнении условия синхронизма в пространстве и во времени. Эти условия легко получить, следуя [4].

Дрейфующий поток в полупроводнике описывается в рамках квазигидродинамической модели. Переменная составляющая конвекционного тока имеет вид

---

[1] Работа финансируется ГКНТ Украины.

$$J(y)=\frac{i\omega\theta B_n q a_T}{4\gamma h_p}\sum_{j=0,1}(-1)^j\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\tilde{E}(k)e^{iky}}{k-h_j}dk.$$

Здесь

$$h_j=\left[h_0 b_\nu+(-1)^j h_p\gamma\right]a_T^{-1};\quad h_p=\frac{\omega_p}{V_d};\quad h_0=\frac{\omega}{V_d};$$

$$\gamma=\left\{a_T-\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\left[a_T\left(1-i\frac{\nu}{\omega}\right)-b_\nu\right]\right\}^{1/2};\qquad q=\frac{2e^2n_0}{m^*V_d^2};$$

$$b_\nu=1+i\frac{\nu}{2\omega};\quad a_T=1-\frac{V_T^2}{V_d^2};\quad \nu=\sum_i\nu_i,$$

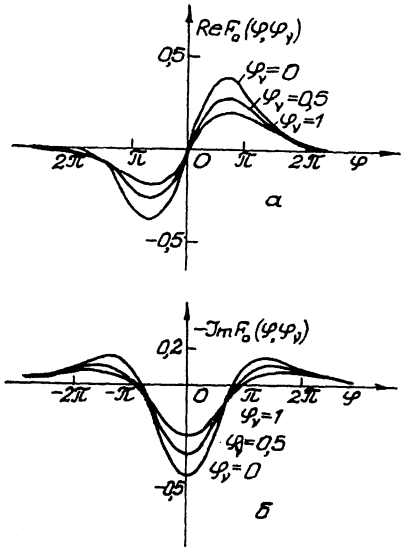
ν_i – частоты столкновений, соответствующие конкретному механизму рассеяния в образце, ω и ω_p – электромагнитная и плазменная частоты соответственно; e , m^*, n_0 – заряд, эффективная масса, плотность электронов проводимости соответственно; B_n – амплитуда усредненной по сечению потока поля синхронной гармоники; θ_n – коэффициент использования потока [4]; k – спектральное волновое число; $\tilde{E}(k)$ – спектральная плотность синхронного поля, V_d – скорость дрейфа, V_T – тепловая скорость. Тогда комплексная мощность взаимодействия (КМВ)

$$W=\frac{i\omega\theta_n B_n^2 q a_T}{16\pi h_j}\sum_{j=0,1}(-1)^j\int_{-\infty}^{\infty}\frac{|\tilde{E}(k)|^2}{h_j-k}dk. \tag{2}$$

Первое слагаемое (j =0) (2) определяет эффективность энергообмена медленной волны пространственного заряда (ВПЗ) с пространственно-неоднородными полями, второе (j =1) – быстрой ВПЗ. Явно выделить действительную и мнимую части выражения (2) можно путем разложения входящей в него аналитической функции, определенной интегралом типа Коши вдоль действительной оси по степени $h_S''=\mathrm{Im}\,h_j$ [5] и используя интегральное преобразование Гильберта.

КМВ дрейфующего потока с основными и высшими типами колебаний ОР с широкой апертурой определяется следующим образом:

$$W=\frac{\omega B_n^2\theta_n q d_y^2}{8}\sum_{j=0,1}(-1)^j F_m(z_j), \tag{3}$$



Зависимость функции $F_0(\varphi, \varphi_y)$ от параметра рассинхронизма φ.

здесь

$$F_m(z_j) = \frac{a_T\sqrt{\pi}}{2^{m+3/2} m! \varphi_p \gamma} T_m(z_j)$$

$$z_j = -\frac{a_T\varphi - (-1)^j \varphi_p \gamma - i\varphi_\nu}{2\sqrt{2}\, a_T}; \quad T_m = H_m^2(z_j) w(z_j) +$$

$$+ \frac{2}{\sqrt{\pi}} H_m(z_j) \sum_{s=1}^{m} (-1)^s C_m^s H_{m-s}(z_j) H_{s-1}(-iz_j);$$

$$C_m^s = \frac{m!}{(m-s)!}; \quad \varphi_p = \frac{\omega_p d_y}{V_d}; \quad \varphi_\nu = \frac{\nu}{2V_d} d_y;$$

$\varphi = \left(\frac{2\pi s}{l} - \frac{h_0}{a_T}\right) d_y$ – параметр рассинхронизма; d_y – диаметр пятна поля основного типа колебаний; $w(z)$ – комплексный интеграл вероятности [6].

Полученное выше выражение (3) позволяет проанализировать эффективность взаимодействия дрейфующего потока в полупроводнике с основным и высшими типами колебаний ОР в широком диапазоне изменений величины $\frac{\nu}{2\omega_p}$.

В литературе (например, [1]) область предельных значений параметра $\frac{\nu}{2\omega_p}$ исследовалась для полупроводниковых аналогов ЛБВ. Однако область промежуточных значений параметра $\frac{\nu}{2\omega_p}$, т.е. $\nu=2\omega_p$ как правило не исследовалась. В нашем случае при $\nu=2\omega_p$ выражение для КМВ имеет вид:

$$W=\frac{\omega q\theta_n B_n^2 d_y^2}{8}F_m(\varphi,\varphi_\nu) \qquad (4)$$

где $F_m(\varphi,\varphi_\nu)=\frac{\sqrt{\pi}}{2^{m+2}m!}\left\{\frac{2mH_{m-1}(z)}{H_m(z)}T_m(z)-\right.$

$$\left.-\frac{H_m(z)}{H_{m+1}(z)}T_{m+1}(z)\right\};\quad z=\frac{\varphi+i\varphi_\nu}{2}.$$

На рисунке приведены графики функций $Re F_0(\varphi,\varphi_\nu)$ и $Im F_0(\varphi,\varphi_\nu)$, определяющих изменение соответственно активной и реактивной составляющих КМВ дрейфующего потока электронов проводимости с полем основного типа колебаний ОР в зависимости от изменения параметров рассинхронизма для трех значений.

Величину порогового тока при плазменном механизме раскачки колебаний можно вычислить по формуле

$$J_{пор}\simeq\frac{2\pi S_0 m^*}{e\varepsilon}\left(\frac{A_0}{A_S}\right)^4\left\{\frac{Lg_S V_d^{3/2}}{Qd\rho(\nu)[1-exp(-2g_S z_0)]}\right\}^2,$$

Q – нагруженная добротность ОР, L – расстояние между зеркалами; S_0 – площадь поперечного сечения образца, ε – проницаемость образца, $\rho(\nu)=exp\left(-\frac{\varphi_\nu^2}{8}\right)\left(1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{\varphi_\nu}{2\sqrt{2}}}e^{-t^2}dt\right)$.

Список литературы

[1] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат. 1973. 247 с.

[2] Галицкий В.М., Елесин В.П. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М.: Энергоатомиздат, 1986. 192 с.

[3] Взаимодействие электромагнитных волн с твердым телом. Труды Ш Всес. школы-семинара 2-8 сентября 1991 г. Саратов: СГУ, 1991. 288 с.

[4] Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 2. Киев, Наукова думка. 1985. 256 с.

[5] С т и к с Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965. 343 с.

[6] Справочник по специальным функциям / Под редакцией М. Абрамовица и И. Стигана, М.: Наука, 1979. 832 с.

Институт радиофизики
и электроники
АН Украины,
Харьков

Поступило в Редакцию
20 декабря 1992 г.