[4] M. Pugnet, J. Collet, B. Saint Crioq. Europhys. Lett., 7., 567 (1988).
[5] В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, 351. М. (1984).
[6] J. S. Blakemore. J. Appl. Phys., 54, 8123 (1982).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛА МОДУЛЯЦИИ СВЕТА ПРИ КВАДРАТИЧНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ФОТОПРИЕМНИКЕ

В. А. Малышев, С. В. Сапелкин, Г. Г. Червяков, Е. А. Юхимец

Таганрогский радиотехнический институт им. В. Д. Калмыкова,
347900, Таганрог, Россия
(Получено 1.04.1992. Принято к печати 22.06.1992)

В большинстве современных фотоприемников поступление носителей в зону проводимости осуществляется за счет перевода их светом либо из валентной зоны, либо из примесных уровней, имеющих достаточно большую концентрацию. При этом реализуется квадратичный закон рекомбинации носителей с теми центрами, из которых они ушли, так что уравнение кинетики рекомбинации носителей с концентрацией будет иметь вид [1]

$$\frac{dn}{dt} = \Phi - dn^2; \ \alpha = \sigma\nu = \sigma_0/\nu^{(m-1)}, \tag{1}$$

где Φ — скорость световой генерации носителей; σ — поперечное сечение рекомбинации носителей с теми центрами (их концентрация тоже n), из которых они ушли; σ зависит от скорости ν хаотического движения носителей, причем эту зависимость можно аппроксимировать [2, 3] степенным законом $\sigma = \sigma_0/\nu^m$, где обычно $m > 1$. Рассмотрим фотосопротивление длины d, облучаемое по всей поверхности светом. Если внешнее поле, приложенное к нему, равно E, то можно считать

$$\nu = \nu_t + \mu E, \tag{2}$$

где ν_t — средняя скорость, определяемая тепловым движением носителей заряда; μ — их подвижность. Очевидно, что если свет промодулирован по гармоническому закону, а в цепи фотосопротивления, питаемого от источника с ЭДС, равной ε, стоит нагрузочное сопротивление R, то

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 \sin \omega t; \quad n = n_0 + n_\sim; \quad E = E_0 + E_\sim, \tag{3}$$

причем

$$\varepsilon = (E_0 + E_\sim)\, d + SRe\mu\, (n_0 + n_\sim)\, (E_0 + E_\sim), \tag{4}$$

где S — эффективная площадь поперечного сечения фотосопротивления, e — заряд электрона; так что при $n_\sim \ll n_0$ имеем

$$E_0 = \varepsilon/(d + SRe\mu n_0); \quad E_\sim = -\frac{SRe\mu E_0 n_\sim}{d + \mathrm{Re}\mu S\,(n_0 + n_\sim)} \approx -\frac{SRe\mu E_0 n_\sim}{d + SRe\mu n_0}. \tag{5}$$

(При этом полагается, что сопротивление источника ЭДС по переменному току равно нулю). В том же приближении небольшого сигнала, когда $\mu E_\sim \ll (\nu_t + \mu E_0)$, можно получить

$$1/\nu^{m-1} = 1/[(\nu_t + \mu E_0)\,(1 + \mu E_\sim/(\nu_t + \mu E_0))]^{m-1} \approx$$
$$\approx [1/(\nu_t + \mu E_0)^{m-1}]\,[1 - (m-1)\,\mu E_\sim/(\nu_t + \mu E_0)]. \tag{6}$$

Подставляя (2)—(6) в (1) и разделяя переменные и постоянные составляющие, получим

$$n_0^2 = \frac{\Phi_0}{\sigma_0} = (\nu_t + \mu E_0)^{m-1}, \tag{7}$$

$$\frac{dn_\sim}{dt} = \Phi_1 \sin\omega t - An_\sim - Bn_\sim^2; \quad A = 2\sigma_0 n_0/(\nu_t + \mu E_0)^{m-1}, \tag{8}$$

$$B = (2n_0 + n_\sim)\,\sigma_0\,(m-1)\,S\mathrm{Re}\mu^2 E_0/(d + SRe\mu n_0)\,(\nu_t + \mu E_0)^m \approx$$
$$\approx 2n_0\sigma_0\,(m-1)\,SRe\mu^2 E_0/(d + SRe\mu n_0)\,(\nu_t + \mu E_0)^m. \tag{9}$$

Нелинейное уравнение (8) не имеет решения. Поэтому мы воспользуемся итерационным методом, справедливым при $n_0 \gg n_\sim$. Для этого, считая в нулевом приближении $n_\sim^2 \mathrm{B} = 0$, из (8) получим

$$n_\sim = n_{\sim 0} = n_1 \sin(\omega t - \varphi); \quad n_1 = \Phi_1/\sqrt{\omega^2 + A^2}; \quad \varphi = \mathrm{arctg}\,(\omega/A). \tag{10}$$

Заменяя в (8) $Bn_\sim^2 \approx Bn_{\sim 0}n_\sim$ и интегрируя (8), будем иметь в первом приближении

$$n_\sim = \exp\,[-At + (Bn_1/\omega)\cos(\omega t + \varphi)]\int \exp\,[At + (Bn_1/\omega)\,\times$$
$$\times \cos(\omega t + \pi + \varphi)\,]\Phi_1 \sin\omega t dt + C_1, \tag{11}$$

где в стационарном режиме постоянная интегрирования $C_1 = 0$. Используя представление

$$e^{N\cos m} = I_0(N) + 2\sum_{k=1}^{\infty} I_k(N)\cos km, \tag{12}$$

где $I_k(N)$ — модифицированные функции Бесселя, приведем выражение (11) к виду

$$n_\sim = e^{-At}\left[I_0(Bn_1/\omega) + 2\sum_{k=1}^{\infty} I_k(Bn_1/\omega)\cos[k(\omega t + \varphi)]\right] \times$$
$$\times \int e^{At}\Phi_1\left[I_0(Bn_1/\omega) + 2\sum_{k=1}^{\infty} I_k(Bn_1/\omega)\cos[k(\omega t + k + \varphi)]\right]\sin\omega t dt, \tag{13}$$

который позволяет определить компоненты тока $eS\mu n_\sim(E_0 + E_\sim)$, текущего через фотосопротивление. [При желании можно решение (13) уточнить, подставив

(13) сомножителем в последний член уравнения (8) и реши его]. В частности, постоянная составляющая этого тока $\dot{I}_{01} = Sen_0\mu E_0$ получит из-за (13) изменение:

$$\dot{I}_0 = \dot{I}_{01} - eS\mu E_0 \Phi_1 \omega I_0 (Bn_1/\omega)\, I_1 (Bn_1/\omega)/(A\sqrt{\omega^2 + A^2}), \tag{14}$$

характеризующее эффект детектирования сигнала модуляции света, причем $(i_{01} - i_0) \sim \Phi_1^2$. Точно так же из (13) можно получить, что первая гармоника тока по частое модуляции

$$i_{\sim 1} = Se\mu\,(n_{\sim} E_0 + n_0 E_{\sim}) = \Phi_1 \frac{d\omega Se\mu E_0}{(\omega^2 + A^2)(d + SRe\mu n_0)} I_1^2 (Bn_1/\omega) \times$$

$$\times \left\{ \left[\left(\frac{2\omega}{A} - \frac{\omega^2 + A^2}{\omega\sqrt{(2\omega)^2 + A^2}} \right) + \frac{A}{\omega} \frac{I_0^2 (Bn_1/\omega)}{I_1^2 (Bn_1/\omega)} \right] \sin \omega t - \right.$$

$$\left. - \left[2 + \frac{I_0^2 (Bn_1/\omega)}{I_1^2 (Bn_1/\omega)} \right] \cos \omega t \right\} \tag{15}$$

имеет амплитуду и фазу, нелинейно зависящие от амплитуды $\Phi_1 \sim n_1$ модулирующего сигнала, а вторая гармоника тока

$$i_{\sim 2} = dSe\mu E_0 \Phi_1 \frac{I_1 (Bn_1/\omega)\, I_0 (Bn_1/\omega)}{(d + SRe\mu n_0)\sqrt{\omega^2 + A^2}} \times$$

$$\times \left\{ \sin 2(\omega t + \varphi) - \sqrt{\frac{(2\omega)^2 + A^2}{\omega^2 + A^2}} \sin (2\omega t + \varphi) \right\} \tag{16}$$

тоже нелинейно зависит от $\Phi_1 \sim n_1$. Аналогичным образом можно получить соотношения, определяющие все более высокие гармоники частоты модуляции света, выделяемые на нагрузке R. Соотношения (15) и (16) позволяют определить оптимальные значения нагрузочного сопротивления R, обеспечивающие максимум падения напряжения основной частоты (U_{R1}) и гармоники (U_{R2}) на этом сопротивлении. Мы это определение сделаем в малосигнальном приближении и будем полагать v_t ,$\ll \mu E_0$, $m = 1$. Тогда из (16) и (15) с учетом (9) и (5)

$$U_{R1} \sim \frac{R}{(1 + aR)^2} = f_1 (R); \quad a = Se\mu n_1/d, \tag{17}$$

$$U_{R2} \sim \frac{R^2}{(1 + aR)^3} = f_2 (R). \tag{18}$$

Из условия $df_1/dR = 0$ получается $R = R_{\text{opt1}} = 1/a$, а из условия $df_2/DR = 0$ имеем $R = R_{\text{opt2}} = 2/a$. Таким образом, оптимальная для переменных составляющих нагрузка, как это следует из (7), зависит от постоянной составляющей светового потока ($\sim \Phi_0$), причем R_{opt} падает по мере его роста.

Проведенное рассмотрение и полученные соотношения позволяют сделать вывод о перспективности использования обычных фотосопротивлений с квадратичной рекомбинацией для нелинейных преобразований сигнала модуляции светового потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел, 558. М. (1962).
[2] В. С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники, 264. М. (1963).
[3] В. А. Малышев. Теория разогревных нелинейностей плазмы твердого тела, 264. Ростов-на-Дону (1979).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ КЛАССИЧЕСКИХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ p-Ge В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

В. Н. Гусятников, В. А. Иванченко, М. В. Николаев

Научно-исследовательский институт механики и физики при Саратовском государственном университете им. Н. Г. Чернышевского, 410019, Саратов, Россия

(Получено 21.04.1992. Принято к печати 26.06.1992)

В последнее время проявляется интерес к исследованию внутризонного поглощения света в сложных полупроводниковых структурах типа сверхрешеток и гетероструктур с целью создания на их основе быстродействующих приемников лазерного и теплового излучения (см., например, [1, 2]).

В настоящей работе проведен анализ фотопроводимости в классических (не имеющих минизонного спектра) легированных сверхрешетках (СР) на основе Ge p-типа проводимости при воздействии лазерного излучения дальнего ИК диапазона.

Особенностью внутризонного поглощения света в p-Ge является наличие прямых переходов свободных носителей заряда из зоны тяжелых в зону легких дырок. При этом начальная энергия ε_n, с которой дырка может совершить такой переход, однозначно задается энергией кванта излучения $\hbar\omega$. Для температур, сравнимых с ε_n, поглощение ИК излучения в p-Ge можно рассматривать, ограничиваясь прямыми межзонными переходами [3, 4]. В этом случае процесс термализации фотовозбужденных дырок можно разделить на следующие этапы: 1) переход дырки с энергией $\varepsilon_n + \hbar\omega$ из зоны легких в зону тяжелых дырок в результате взаимодействия с оптическими или акустическими фононами; 2) последовательное испускание определенного числа оптических фононов $\hbar\omega_0$, время релаксации на которых в данном случае существенно меньше других времен релаксации [5], и переход дырок в состояние с энергией $\varepsilon_k < \hbar\omega_0$; 3) медленная релаксация дырок по энергии от ε_k до ε_n на акустических фононах или междырочных столкновениях. В рамках этой модели поглощения света в работе [6] было получено аналитическое выражение для функции распределения дырок f в p-Ge. При этом предполагалось, что в области энергий $\varepsilon_n < \varepsilon < \varepsilon_k$ рассеяние дырок происходит на акустических фононах, а взаимодействие с оптическими фононами и междырочное рассеяние несущественны, что накладывает ограничения сверху на температуру и концентрацию примеси. Согласно [6],

$$f = A(\varepsilon) f_0 + \delta f, \tag{1}$$

где $A(\varepsilon)$ — некоторая функция, связанная с величиной и энергетическим положением области релаксации фотовозбужденных дырок; f_0 — невозмущенная