

УДК 533.951

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ ПРИ ПРОТЯЖЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ

Л. И. Кац, А. А. Сафонов

Приведены результаты теоретического исследования взаимодействия электромагнитных волн в плазме полупроводника с горячими носителями заряда. Изучено влияние рассинхронизма волновых векторов на эффект параметрического взаимодействия.

Эффекты, сопутствующие разогреву носителей заряда в узкозонных полупроводниковых соединениях сверхвысокочастотным электрическим полем [1], привлекают исследователей большими потенциальными возможностями технического применения. Это, в частности, относится к явлению преобразования спектра электромагнитного излучения частоты ω_{01} при взаимодействии с плазмой полупроводника, разогретой электромагнитными колебаниями. Известно, что в этом случае появляются комбинационные частоты вида $\omega_{\pm 21} = \omega_{01} \pm 2\omega_{10}$. Возбуждение этих комбинационных частот возможно при ω_{10} , ненамного превышающем ν_0 , где ν_0 — частота релаксации энергии носителей.

Если учесть, что последнее неравенство для ряда соединений A^3B^5 выполняется во всем СВЧ диапазоне и эти же соединения практически прозрачны для ω_{01} , лежащей в субмиллиметровом диапазоне, то оказывается возможным создание параметрического преобразователя с повышением или понижением частоты [3]. Однако результаты проведенного в [3] эксперимента показали, что эффективность преобразования ω_{01} в $\omega_{01} \pm 2\omega_{10}$ мала и не превышает величины одного процента.

Существенное увеличение эффективности рассматриваемого процесса может произойти при обеспечении длительного (протяженного) взаимодействия сильной волны ω_{10} и слабого сигнала ω_{01} со средой, когда область взаимодействия сравнима с длиной волны излучения в среде. Оптимальное преобразование в этом случае естественно ожидать при выполнении условий синхронизма волновых векторов взаимодействующих волн [4].

В данной статье изучаются особенности протяженного параметрического взаимодействия сильного излучения ω_{10} и сигнала ω_{01} при механизме связи их через нелинейность полупроводниковой плазмы, обусловленную разогревом носителей. Здесь предполагается, что средняя энергия электрона превышает $\hbar\omega_{10}$, $\hbar\omega_p$ и $\hbar\omega_c$, т. е. поведение плазмы в полупроводнике считается классическим. В противном случае разогрев носителей уже не является основным механизмом нелинейности, и соответствующие эффекты в данной статье не рассматриваются.

Подобная постановка задачи приводит к использованию развитого и допускающего наглядную физическую интерпретацию метода связанных волн [5]. С этой точки зрения решение задачи сводится к определению

нию выражений для элементов связи и компонентов тока проводимости из уравнений баланса энергий и импульса и амплитуд связанных волн из уравнений поля.

Основной величиной, определяющей рассматриваемый процесс, является неравновесная добавка к электронной температуре, выражение для которой можно получить из уравнения баланса энергии, разлагая функцию потерь энергии в ряд по T_1/T . Здесь T — эффективная электронная температура. В этом случае

$$T_1 = T_{10} \exp(j2\omega_{10} t) + T_{10}^* \exp(-2j\omega_{10} t),$$

где

$$T_{10} = \frac{1}{n} \frac{E_{10} J_{10}}{3/2 k (\nu'_s + 2j\omega_{10})},$$

* — знак комплексного сопряжения, n — концентрация носителей, k — постоянная Больцмана, E_{10} и J_{10} — амплитуды напряженности греющего поля и плотности тока проводимости,

$$\nu'_s = \left[\frac{dW(T_e)}{d(3/2 kT_e)} \right], \quad (2)$$

функция потерь энергии носителей при столкновении их с полярными оптическими фононами $W(T_e) = \frac{1}{n} \int \mathcal{G} \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{op} d^3 p$, \mathcal{G} — энергия, p — импульс носителей, $\left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{op}$ — интеграл столкновений с полярными оптическими фононами [6].

Выражения для компонентов плотности тока проводимости получены из уравнения баланса импульса носителей путем разложения частоты релаксации импульса в ряд по тому же параметру малости. Спектральные компоненты плотности тока проводимости в пренебрежении членами высших порядков малости имеют вид

а) на частоте ω_{10} —

$$J_{10} = \sigma(\omega_{10}) E_{10}; \quad (3)$$

б) на частоте ω_{01} —

$$J_{10} = \sigma(\omega_{10}) E_{01} - \chi_{01}^{21} E_{10}^{*2} E_{21} - \chi_{10}^{-21} E_{10}^2 E_{-21}; \quad (4)$$

в) на частотах $\omega_{\pm 21}$ —

$$\begin{aligned} J_{21} &= \sigma(\omega_{21}) E_{21} - \chi_{21} E_{21} E_{10}^2, \\ J_{-21} &= \sigma(\omega_{-21}) E_{-21} - \chi_{-21} E_{10}^{*2} E_{-21}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\sigma(\omega_{pq}) = \frac{e^2 n}{m} \frac{1}{\nu_0 + j\omega_{pq}},$$

$$\chi_{\pm 21} = \frac{e^4 n}{m^2} \frac{\nu_l}{3/2 kT} \frac{1}{(\nu_0 \pm j\omega_{10})(\nu_0 + j\omega_{\pm 21})(\nu_0 + j\omega_{01})(\nu'_s \pm 2\omega_{10})},$$

$$\chi_{01}^{\pm 21} = \frac{e^4 n}{m^2} \frac{\nu_l}{3/2 kT} \frac{1}{(\nu_0 \mp j\omega_{10})(\nu_0 + j\omega_{\pm 21})(\nu_0 + j\omega_{01})(\nu'_s \mp j2\omega_{10})}.$$

Средняя частота соударений носителей с передачей импульса $\nu(T_e)$ определяется видом интеграла столкновений [6]

$$\nu(T_e) p_d = \frac{1}{n} \int p \left(\frac{\partial f'}{\partial t} \right)_{0p} d^3 p, \quad (6)$$

T_e — эффективная электронная температура, p_d — дрейфовый импульс, связанный с плотностью тока проводимости соотношением $J = \frac{e}{m} n p_d$, m — эффективная масса носителей, $\nu_0 = \nu(T)$ и

$$\nu_i = T \left(\frac{\partial \nu(T_e)}{\partial T_e} \right)_{T_e=T}.$$

Подобные выражения можно записать и для комплексно-сопряженных величин.

В интересующем нас субмиллиметровом диапазоне длин волн ($\omega_{01} = 10^{12} - 10^{13}$ рад/с) при частотах греющего электромагнитного излучения $\omega_{10} = 10^{10} - 10^{11}$ рад/с коэффициент преобразования по току $\eta_{\pm 21}$, определенный как отношение нелинейной добавки плотности тока проводимости на комбинационной частоте к плотности тока проводимости на частоте сигнала, оценивается приближенным выражением

$$\eta_{\pm 21} = \frac{\chi_{\pm 21} E_{10}^2}{\sigma(\omega_{01})} \approx \frac{e^2 \nu_i}{3/2 k T m} \frac{E_{10}^2}{\nu_0 \omega_{\pm 21} \nu'_s}$$

и для n -InSb при 77 К с $n = 10^{14}$ см⁻³, $\mu = 5 \cdot 10^5$ см²/В·с, $m = 0,013 \cdot m_e$ лежит в пределах $10^{-3} \div 10^{-1}$ в полях $E_{10} = 10 \div 300$ В/см. Представленные значения $\eta_{\pm 21}$ находятся в соответствии с известными экспериментальными данными по локальному взаимодействию в греющем поле [3]. Протяженное взаимодействие требует рассмотрения с учетом фазового изменения взаимодействующих волн.

Используя полученные выражения для плотности тока проводимости, из уравнений Максвелла имеем волновые уравнения для определения полей на каждой из рассматриваемых частот ω_{pq} :

$$\frac{\partial^2 E_{pq}}{\partial z^2} + \epsilon'(\omega_{pq}) \left(\frac{\omega_{pq}^2}{c} \right)^2 E_{pq} = j \frac{4\pi \omega_{pq}}{c^2} J'_{pq}, \quad (7)$$

где

$$\epsilon'(\omega_{pq}) = \epsilon_L - j \frac{4\pi\sigma(\omega_{pq})}{\omega_{pq}},$$

ϵ_L — диэлектрическая проницаемость решетки, а $J'_{pq} = J_{pq} - \gamma E_{pq}$ — нелинейная поправка к плотности тока проводимости. В силу ее малости, что обусловлено малостью отношения T_1/T , естественно искать решение нелинейного уравнения методом Ван-дер-Поля, выделяя в выражениях для полей быстроменяющуюся часть ($\sim \exp(-jK_{pq}Z)$) и медленноменяющуюся амплитуду $a_{pq}(z)$. В этом случае можно положить

$$\left| \frac{d^2 a_{pq}}{dz^2} \right| \ll \left| z_j k_{pq} \frac{da_{pq}}{dz} \right|$$

и при выполнении условий синхронизма волновых векторов взаимодействующих волн ω_{01} и $\omega_{01} \pm 2\omega_{10}$ —

$$2k_{01} = k_{21} + k_{-21}$$

— из волновых уравнений получаем обыкновенные уравнения связанных волн [5]:

$$\frac{da_{01}}{dz} = C_{21}^{01} a_{21} + C_{-21}^{01} a_{-21}; \quad (8)$$

$$\frac{da_{21}}{dz} = C_{01}^{21} a_{01}; \quad (9)$$

$$\frac{da_{-21}}{dz} = C_{01}^{-21} a_{01}, \quad (10)$$

где

$$C_{01}^{\pm 21} = \frac{4\pi\omega_{\pm 21}}{2k_{\pm 21}c^2} \chi_{\pm 21} a_{10}^2,$$

$$C_{\pm 21}^{01} = \frac{4\pi\omega_{01}}{2k_{01}c^2} \chi_{01}^{\pm 21} a_{10}^2.$$

Здесь a_{pq} — амплитуды взаимодействующих волн, а коэффициенты C_{pq}^{kl} характеризуют связь между ними.

Решение системы уравнений связанных волн ищется в виде $\exp(\pm \Gamma z)$, где

$$\Gamma^2 = C_{01}^{21} C_{21}^{01} + C_{01}^{-21} C_{-21}^{01}. \quad (11)$$

Учитывая граничные условия

$$a_{01}(z=0) = a_{10}(0), \quad (12)$$

$$a_{\pm 21}(z=0) = 0,$$

получаем выражения для амплитуд связанных волн:

$$a_{01}(z) = a_{01}(0) \operatorname{ch} \Gamma z, \quad (13)$$

$$a_{\pm 21}(z) = a_{01}(0) \frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma} \operatorname{sh} \Gamma z.$$

Коэффициент преобразования по мощности

$$\eta'_{\pm 21} = P_{\pm 21}(L)/P_{01}(L) = \left(\frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma} \right) \operatorname{th}^2 \Gamma L, \quad (14)$$

и при $\omega_{10} \ll \nu'_s \ll \omega_{01}$, $\omega_{\pm 21}$, когда Γ — действительно, для $\Gamma L \gg 1$ имеем

$$\eta'_{\pm 21} = \frac{1}{2} \frac{\omega_{\pm 21}}{\omega_{01}}.$$

Оптимальная толщина образца при этом, очевидно, определяется условием $\Gamma L \approx 1$. В этом случае $\eta'_{\pm 21}$ достигает насыщения.

С учетом записанных выше частотных ограничений для мощностей взаимодействующих волн можно записать уравнение

$$\frac{P_{\pm 21}(L)}{\omega_{\pm 21}} = -\frac{1}{2} \frac{P_{01}(L)}{\omega_{01}}, \quad (15)$$

что эквивалентно соотношению Мэнли — Роу для связанных цепей с распределенными параметрами [4].

Первое из неравенств, при которых получено соотношение Мэнли — Роу, накладывает ограничения на частоты, а второе — на толщину об-

разца, необходимую для того, чтобы процесс параметрического преобразования имел место. На рис. 1 приведены результаты расчета зависимости постоянной Γ от напряженности поля накачки, проведенного для n -InSb с теми же электрофизическими параметрами для $\omega_{01} \div 10^{12}$ рад/с и $\omega_{10} = 10^{10}$ рад/с. При выполнении записанных выше частотных ограничений в силу того, что Γ действительно, условие $\Gamma L \gg 1$ является, по существу, условием пространственного накопления эффекта преобразования.

Используя условие $\Gamma L \gg 1$, можно оценить пороговое значение напряженности греющего поля, требуемое для пространственного накопления эффекта преобразования:

$$(a_{10}^{\text{пор}})^2 = \frac{c^2 \sqrt{k_{01}}}{2\pi L \sqrt{\omega_{01}}} \left(\frac{\omega_{21}}{k_{21}} \chi_{21} \chi_{01}^{21} + \frac{\omega_{-21}}{k_{-21}} \chi_{-21} \chi_{01}^{21} \right)^{-1/2}. \quad (16)$$

Это выражение связывает пороговое значение напряженности поля накачки с толщиной образца, его электрофизическими параметрами и фазовыми скоростями взаимодействующих волн. При $L = 250$ мк, $\omega_{01} = 10^{12}$ рад/с фазовая скорость волны $v_{\pm} = 10^{10}$ см/с и пороговое значение $a_{10}^{\text{пор}} = 100$ В/см. Для реальных волноводных линий сантиметрового диапазона это соответствует мощности излучения порядка нескольких сотен ватт.

Как видно из последнего соотношения, при увеличении частоты сигнала ω_{01} увеличивается пороговое значение напряженности поля накачки. С точки зрения рассмотренных частотных ограничений оптимальной для параметрического преобразования следует считать область частот $\omega_{01} = 10^{12} \div 10^{13}$ рад/с, что соответствует субмиллиметровому диапазону длин волн. Кроме того, необходимо отметить, что при $\omega_{01} \approx \nu_0$ уже при толщинах L порядка сотен микрон оказывается существенным затухание электромагнитной волны, что резко снижает эффективность параметрического преобразования, увеличивая потери. Учет затухания взаимодействующих волн модифицирует характеристическое уравнение для Γ , которое принимает вид

$$(\Gamma + \alpha_{01})(\Gamma + \alpha_{21})(\Gamma + \alpha_{-21}) = (\Gamma + \alpha_{-21}) C_{01}^{21} C_{21}^{01} + (\Gamma + \alpha_{21}) C_{01}^{21} C_{-21}^{01}, \quad (17)$$

где α_{pq} — постоянная затухания волны ω_{pq} .

При соблюдении частотных ограничений, записанных выше, корни этого уравнения действительны. Особый интерес представляет случай, когда

$$\alpha_{21} C_0^{-21} C_{-21}^{01} + \alpha_{-21} C_{01}^{21} C_{21}^{01} > \alpha_{01} \alpha_{21} \alpha_{-21}.$$

Благодаря тому, что один из корней становится положительным, в то время как два других отрицательны, возможно экспоненциальное нарастание амплитуд взаимодействующих волн. Отметим, что последняя ситуация реализуется при превышении амплитуды волны накачки некоторого порогового значения a'_{10} . При $a_{10} = a'_{10}$ $\Gamma_1 = 0$, а $\Gamma_{2,3} < 0$. При

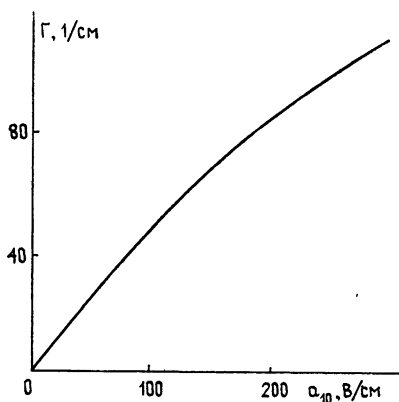


Рис. 1. Зависимость постоянной Γ от напряженности поля накачки в отсутствие затухания и рассинхронизма волновых векторов.

$a_{10} < a'_{10}$ все три корня отрицательны. Расчет полевых зависимостей Γ , рассчитанных с учетом затухания волн, приведен на рис. 2.

При выводе соотношений Мэнли — Роу предполагалось, что выполняются условия, связывающие частоты и волновые векторы взаимодействующих волн:

$$2\omega_{01} = \omega_{21} + \omega_{-21}, \quad 2k_{01} = k_{21} + k_{-21}.$$

Характерное для волн в плазме полупроводников отклонение от линейного закона дисперсии приводит к нарушению второго условия,

$$2k_{01} = k_{21} + k_{-21} - \Delta k.$$

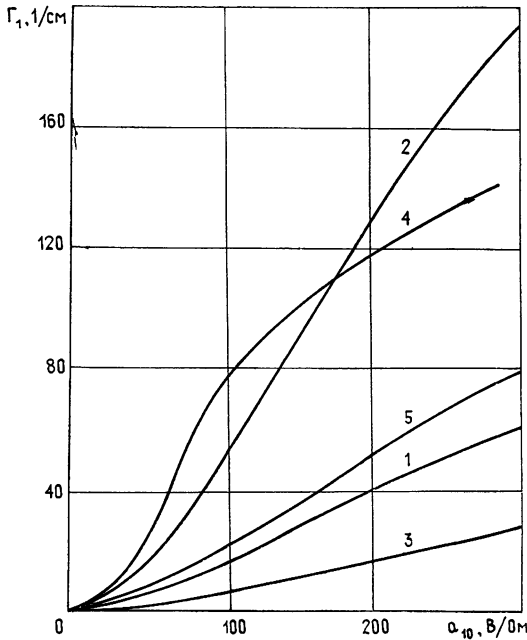


Рис. 2. Зависимости постоянной Γ от напряженности поля накачки с учетом затухания:

1 — $\omega_{10} = 0,235 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\omega_{01} = 2 \cdot 10^{12}$ рад/с; 2 — $\omega_{10} = 0,0628 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\omega_{01} = 2 \cdot 10^{12}$ рад/с; 3 — $\omega_{10} = 0,235 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\omega_{01} = 5 \cdot 10^{12}$ рад/с; 4 — $\omega_{10} = 0,235 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\omega_{01} = 1,5 \cdot 10^{12}$ рад/с; 5 — $\omega_{10} = 0,0628 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\omega_{01} = 3 \cdot 10^{12}$ рад/с.

В этом случае уравнения для связанных волн изменятся с учетом расстройки волновых векторов Δk :

$$\frac{da_{01}}{dz} - j \frac{\Delta k}{4} a_{10} = C_{21}^{01} a_{21} + C_{-21}^{01} a_{-21}; \quad (18)$$

$$\frac{da_{21}}{dz} + j \frac{\Delta k}{4} a_{21} = C_{01}^{21} a_{01}; \quad (19)$$

$$\frac{da_{-21}}{dz} + j \frac{\Delta k}{4} a_{-21} = C_{01}^{-21} a_{01}. \quad (20)$$

Наличие расстройки приводит к уменьшению Γ , и решение системы представляется в виде $\exp(\pm \Gamma_1 z)$, где

$$\Gamma_1^2 = \Gamma^2 - \frac{\Delta k}{4}.$$

С учетом граничных условий выражения для амплитуд связанных волн определяются формулами

$$a_{01}(z) = a_{01}(0) \frac{\Gamma_1 \operatorname{ch} \Gamma_1 z + j(\Delta k/4) \operatorname{sh} \Gamma_1 z}{\Gamma_1 + j(\Delta k/4)}; \quad (21)$$

$$a_{\pm 21}(z) = a_{01}(0) \frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma_1 + j(\Delta k/4)} \operatorname{sh} \Gamma_1 z. \quad (22)$$

Отношение амплитуд волн $\omega_{\pm 21}$ на выходе к амплитуде волны на входе, характеризующее эффективность преобразования, равно

$$\frac{a_{\pm 21}(L)}{a_{01}(0)} = \frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma} \frac{\operatorname{sh}(\Gamma L \sqrt{1 - (\Delta k/4\Gamma)^2})}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta k}{\Gamma}\right)^2 + j\left(\frac{\Delta k}{\Gamma}\right)}}. \quad (23)$$

При малых расстройках $\Delta k/4\Gamma \ll 1$ амплитуды волн $a_{\pm 21}$ экспоненциально нарастают. При больших расстройках

$$\frac{|a_{\pm 21}(L)|^2}{|a_{01}(0)|^2} \sim \frac{\sin^2(\Delta k L/4)}{\left(\frac{\Delta k L}{4}\right)^2} \rightarrow 0$$

и преобразование мощности отсутствует.

Отношение амплитуд связанных волн на выходе

$$\frac{a_{\pm 21}(L)}{a_{01}(L)} = \frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma} \frac{\operatorname{th} \Gamma_1 L}{\left(1 + j\left(\frac{\Delta k}{4\Gamma_1}\right) \operatorname{th} \Gamma_1 L\right)},$$

и при $\Gamma L \gg 1$ и небольших расстройках $\Delta k/4\Gamma \ll 1$

$$\frac{a_{\pm 21}(L)}{a_{01}(L)} \approx \frac{C_{01}^{\pm 21}}{\Gamma} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta k}{4\Gamma} + j \frac{\Delta k}{4\Gamma}\right).$$

Для иллюстрации влияния расстройки волновых векторов на параметрическое преобразование мощности на рис. 3 приведены зависимости коэффициентов преобразования по мощности G_{01} и G_{21} , определяемых через отношение мощностей волн на выходе и на входе, от расстройки $\Delta k/4\Gamma$ для $\omega_{01} = 10^{12}$ рад/с и $\omega_{10} = 10^{10}$ рад/с, $a_{10} = 180$ В/см и двух значений толщины образца. Как видно из графика, при достижении синхронизма возможно получение усиления в пределах 20—25 дБ. Физическая трактовка данного процесса может быть следующей. При взаимодействии излучения с плазмой носителей заряда в полупроводнике с кубической нелинейностью, обусловленной разогревом электронного газа сильной СВЧ волной частоты ω_{10} , возникают комбинационные гармоники на частотах $\omega_{\pm 21}$, амплитуды которых изменяются в пространстве с инкрементом нарастания Γ . Величина параметрического преобразования при этом существенно зависит от толщины образца, что обусловлено сильной экспоненциальной зависимостью амплитуд связанных волн от ΓL . При значительном увеличении толщины образца рост G_{01} , очевидно, будет ограничен наличием потерь в образце.

Коэффициент параметрического преобразования, как видно из рис. 3, существенно возрастает при малых расстройках волновых векторов. При $\frac{\Delta k}{4\Gamma} = 1$ связь отсутствует и $a_{01}(L) = a_{01}(0)$, $a_{\pm 21}(L) = 0$. При $\frac{\Delta k}{4\Gamma} > 1$ Γ_1 становится комплексным и амплитуды связанных волн становятся осциллирующими функциями $\frac{\Delta k}{4\Gamma}$; G_{01} и G_{21} в этом случае имеют локальные экстремумы в точках

$$\left(\frac{\Delta k}{4\Gamma}\right)^2 = 1 + \left(\frac{\pi l}{2\Gamma L}\right)^2,$$

где l — целое.

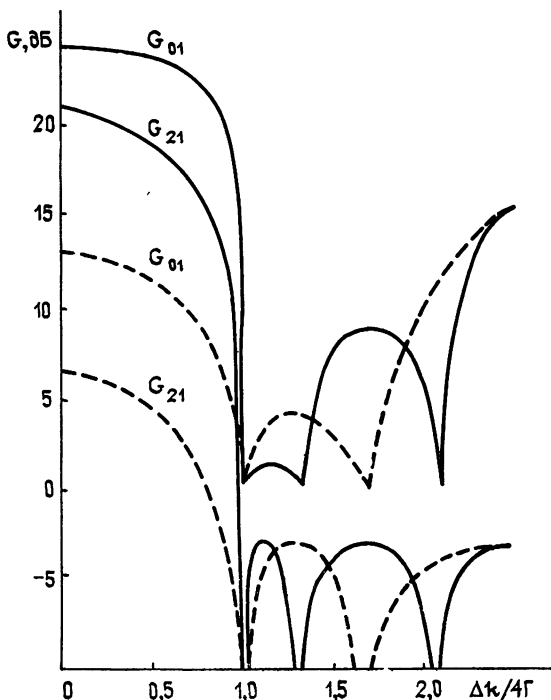


Рис. 3. Зависимости коэффициентов параметрического усиления G_{01} и $G_{\pm 21}$ от относительной расстройки волновых векторов $\Delta k/4\Gamma$ для $L = 500$ мк (сплошная линия) и $L = 300$ мк (пунктир).

Анализ дисперсионных характеристик n -InSb показывает, что в субмиллиметровом диапазоне длин волн рассинхронизм волновых векторов невелик и следует ожидать достаточно эффективного параметрического взаимодействия. Это обстоятельство определяет основные преимущества исследуемого типа параметрических процессов, которые состоят в возможности реализации параметрического преобразования в субмиллиметровом диапазоне с частотами накачки, лежащими в СВЧ диапазоне.

Широкополосность преобразования определяется частотой релаксации энергии носителей, которая для n -InSb при 77 К лежит в пределах $10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$, т. е. речь идет об устройстве с перестройкой по частоте до нескольких процентов.

В заключение укажем расчетные значения параметров преобразователя частоты, реализующего принцип параметрического взаимодействия: при $\lambda_{01} = 2$ мм, $\lambda_{10} = 3$ см, $L = 500$ мк, $a_{10} = 200$ В/см ожидается значение $G_{\pm 21}$ порядка 20 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ф. Г. Басс, Ю. Г. Гуревич, Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда, изд Наука, М., 1975.
- 2 А. М. Belyantsev, V A. Kozlov, B A Trifonov, Phys St Sol., 48, № 2, 587 (1971).
- 3 J. Machi, IEEE, MTT-17, № 6, 333 (1969).
- 4 P. K. Tien, J. Appl Phys, 29, № 9, 1347 (1958)
- 5 У. Люиселл, Связанные и параметрические колебания в электронике, ИЛ, М., 1963
- 6 Н. Н. Григорьев, И. М Дыкман, П. М. Томчук, ФТТ, 10, № 4, 1058 (1968)

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию
17 февраля 1978 г.,
после переработки
5 октября 1979 г.

PARAMETRIC TRANSFORMATION OF FREQUENCY OF MILLIMETER AND
SUBMILLIMETER WAVELENGTHS IN THE EXTENT INTERACTION
OF WAVES IN SOLID BODY WITH HOT CARRIERS

L. I. Kats, A. A. Safonov

Theoretical results are presented of electromagnetic wave interaction in a semiconductor plasma with hot carriers of the charge. The effect of desynchronization of wave vectors on the parametric interaction is studied.
