

УДК 621.382

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В КЛАССИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

А. М. Белянцев, В. И. Шашкин

Теоретически исследовано взаимодействие электромагнитных волн при распространении в искусственной диэлектрике типа классической сверхрешетки. Показано, что при распространении волн в таких структурах возможно эффективное параметрическое усиление излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн и преобразование частоты.

Предложенный в [1] нелинейный искусственный диэлектрик — классическая сверхрешетка (СР) с элементарной ячейкой полупроводник—диэлектрик в диапазоне миллиметровых ММ и субмиллиметровых (СММ) длин волн — имеет малые потери и резко выраженную реактивную и диссипативную нелинейность в относительно слабых полях [1, 2]. С точки зрения взаимодействия электромагнитных волн, определяемого, в основном, нелинейностью и консервативностью системы, такая структура в ММ и СММ диапазонах выгодно отличается от систем на основе ферритов и сегнетоэлектриков [3, 4], используемых в технике СВЧ, по потерям, от диэлектриков, широко применяемых в нелинейной оптике [5], по величине характерного поля нелинейности, а от преобразователей частоты ММ и СММ диапазонов на монокристаллических полупроводниках [6] — по потерям и по величине характерных полей нелинейности. По ряду параметров классическая СР как нелинейная среда для распределенных параметрических усилителей и преобразователей частоты ММ и СММ диапазонов может оказаться более предпочтительной, чем структуры такого типа, как обращенный диод Шоттки [7, 8] и квантовая СР [9, 10].

Ниже обычными методами нелинейной оптики исследуется несколько типов параметрического взаимодействия электромагнитных волн, распространяющихся в классической СР, из которых одна волна — волна накачки — имеет конечную амплитуду. Строгая аналитическая запись поляризации классической СР позволяет учесть при рассмотрении взаимодействия волн многоквантовые процессы, существенные в сильных полях накачки, и оценить возможности таких структур в качестве нелинейных сред для параметрического усилителя и преобразователей частоты излучения ММ и СММ диапазонов.

1. **Постановка задачи.** Будем считать, что волны распространяются вдоль слоев классической СР и имеют параллельную периоду СР поляризацию электрического поля*. В этом случае задача о распространении волн в СР может быть сведена к одномерной для усредненных по периоду структуры электрического поля E и индукции D , т. е. к решению скалярного волнового уравнения

$$c^2(\partial^2 E / \partial z^2) - \partial^2 D / \partial t^2 = 0. \quad (1)$$

* Заметим, что такая ситуация легко реализуется, если СР поместить в полосковую линию или в волновод.

При толщине полупроводниковых слоев $d \ll r_D$ ($r_D = (kT\varepsilon_p/4\pi e^2 n)^{1/2}$ — дебаевский радиус экранирования), $d \gg l$ (l — длина свободного пробега) и $d/\varepsilon_p \gg d_0/\varepsilon_0$, когда можно пренебречь объемным вкладом диэлектрика (ε_0, d_0 — диэлектрическая проницаемость и толщина слоя диэлектрика), материальное уравнение — связь между D и E в СР — имеет вид [1, 2]

$$D = \varepsilon_p E \left\{ 1 + \left(\frac{d}{2r_D} \right)^2 \left[\frac{L(\mathcal{E})}{\mathcal{E}} + \tau_D \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \frac{L''(\mathcal{E})}{\mathcal{E}^2} \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E} = edE/2kT$ — безразмерное поле, $L(\mathcal{E}) = \text{cth } \mathcal{E} - 1/\mathcal{E}$ — функция Ланжевена, $\tau_D = \tau(d/2l)^2$ — время диффузии, τ — время релаксации импульса.

Соотношение (2) получено в предположении, что $\tau_D |\partial \ln \mathcal{E} / \partial t| \ll 1$. При этом, как нетрудно видеть из (2), вклад в эффекты взаимодействия волн диссипативных процессов в СР значительно меньше, чем реактивных. Однако сохранение диссипативного члена в (2) необходимо, так как им определяется затухание волн в СР*. Условия применимости (2) вплоть до частот коротковолновой части СММ диапазона могут быть выполнены в классических СР на основе GaAs, к тому же в такой структуре допустимы высокие напряженности полей.

При $(d/2r_D)^2 \ll 1$ нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости решетки ε_p мала, в этом смысле нелинейность СР является слабой. В этом случае при решении уравнения (1) можно использовать метод медленно меняющихся амплитуд, представляя решение в виде суперпозиции квазигармонических волн:

$$E(z, t) = \sum_{j=1}^N E_{j0}(z) \exp [i(\omega_j t - k_j z + \varphi_{0j})] + \text{к. с.}, \quad (3)$$

где ω_j — частота, $k_j = (\omega_j \sqrt{\varepsilon_p} / c) [1 + (1/3)(d/2r_D)^2]^{1/2} + \Delta_j$ — волновое число с учетом линейной поправки, в котором малым слагаемым Δ_j учитывается дисперсия диэлектрика, его влияние на скорость распространения волны, φ_{0j} — начальная фаза, $E_{j0}(z)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда.

2. Волна накачки. Рассмотрим первоначально распространение в СР волны конечной амплитуды (волны накачки). Ограничимся случаем, когда изменением энергии волны из-за генерации гармоник и взаимодействия с другими слабыми волнами можно пренебречь. Из (1) — (3) при $N=1$ нетрудно получить укороченное уравнение для медленно меняющейся амплитуды \mathcal{E}_{10} :

$$d\mathcal{E}_{10}/dz + (\alpha_1 \sigma_1 - i\alpha_1' \kappa_1) \mathcal{E}_{10} = 0, \quad (4)$$

где α_1 и α_1' — постоянные, определяемые при $j=1$ соотношениями

$$\alpha_j = 4\omega_j \tau_D \alpha_j', \quad \sigma_j' = \varepsilon_p (d/2r_D)^2 (\omega_j^2 / 2c^2 k_j). \quad (5)$$

Нелинейные коэффициенты σ_1 и κ_1 отражают изменение проводимости и поляризации СР в зависимости от амплитуды волны на частоте ω_1 и являются функциями $|\mathcal{E}_{10}|$. Явный вид σ_1 и κ_1 легко найти, используя при $|\mathcal{E}_{10}| < \pi/2$ разложение в ряд функции Ланжевена:

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \sigma_1 \end{pmatrix} = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\begin{pmatrix} a_p \\ b_p \end{pmatrix}}{p! (p+1)!}; \quad (6)$$

* В области более высоких частот при $\omega \tau \ll 1$ (условие $\omega \tau_D \ll 1$ более жесткое) диссипация легко может быть учтена в линейном приближении [1].

$$a_p = \frac{(-1)^{p+1} 2^{2p+1} B_{p+1}}{p+1} |\mathcal{E}_{10}|^{2p}, \quad b_p = \frac{(-1)^p 2^{2p+1} B_{p+2}}{(p+2)(2p+1)} |\mathcal{E}_{10}|^{2p}. \quad (7)$$

Здесь B_p — число Бернулли.

Зависимость σ_1 и κ_1 от $|\mathcal{E}_{10}|$ показана на рис. 1. С увеличением $|\mathcal{E}_{10}|$ σ_1 монотонно убывает, а κ_1 — растет. Очевидно, что уравнение (4) решается в квадратурах. Однако в области малых z , $z < (\alpha_1 \sigma_1)^{-1}$, основные особенности поведения волны накачки можно рассмотреть с помощью решения в первом приближении, когда нулевым приближением является заданное поле. В этом случае коэффициенты σ_1 и κ_1 не зависят от z и определяются значением $|\mathcal{E}_{10}|$ при $z=0$, а решение имеет вид

$$\mathcal{E}_{10}(z) = \mathcal{E}_{10}(0) \exp(i\alpha'_1 \kappa_1 z - \alpha_1 \sigma_1 z). \quad (8)$$

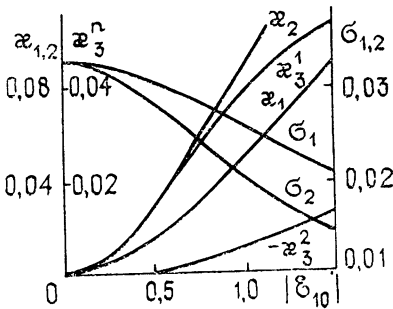


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость коэффициентов нелинейности σ_1 , σ_2 , κ_1 , κ_2 , κ_3^n ($n = 1, 2$) от амплитуды поля накачки $|\mathcal{E}_{10}|$.

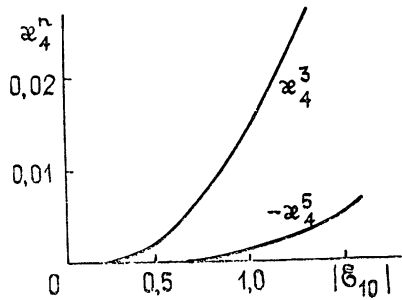


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость коэффициентов нелинейности κ_4^n ($n = 3, 5$) от амплитуды $|\mathcal{E}_{10}|$.

Из (8) следует, что характерная длина, на которой поле убывает в e раз, $z_3 = (\alpha_1 \sigma_1 (\mathcal{E}_{10}(0)))^{-1}$. Из графиков рис. 1 видно, что характерная длина затухания сильной ($|\mathcal{E}_{10}| \approx \pi/2$) волны накачки в 1,5–2 раза больше, чем для слабой. Это проявление эффекта самоиндуцированной прозрачности классической СР, физическая природа которого связана с быстрой — по сравнению с периодом колебаний — локализацией носителей заряда в сильном поле вблизи границы полупроводникового слоя и «выключением» их из процессов поглощения. Характерная длина затухания накачки пропорциональна λ_1^2 , она может варьироваться параметрами СР в широких пределах и в ММ и СММ диапазонах достигать десятков и сотен длин волн. В частности, для СР на основе GaAs с параметрами $n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu \approx 500 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$ и $d \approx 10^{-6} \text{ см}$ при $|\mathcal{E}_{10}| \geq 0,7$ на частоте $\omega_1 \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda_1 \approx 1 \text{ мм}$), длина затухания $z_3 > 2 \text{ см}$.

Из решения (8) и рис. 1 видно, что в СР проявляется и другой эффект самовоздействия — изменение фазовой скорости волны в зависимости от ее амплитуды. В данном случае фазовая скорость с увеличением амплитуды волны растет.

Переходя к исследованию взаимодействия волн в классических СР, отметим, что слабое затухание волны накачки и просветление СР оправдывает приближение заданного поля накачки при длинах взаимодействия $z_{\text{вз}} < z_3$, а зависимость фазовой скорости от амплитуды волны указывает на необходимость учета процессов нелинейного рас- синхронизма взаимодействующих волн.

3. Умножение частоты. Рассмотрим случай, когда в СР взаимодействуют волны на частотах ω_1 (накачка) и ω_2 (слабая волна). Будем считать, что выполнены условия

$$\omega_2 = n \omega_1 \quad (n = 2, 3, \dots), \quad (9)$$

$$k_2 = nk_1 - \Delta, \quad \Delta = n \Delta_1 - \Delta_2.$$

Условие (9) при $\Delta \neq 0$ предполагает линейный рассинхронизм взаимодействующих волн. В приближении заданного поля накачки, т. е. когда $\mathcal{E}_{10}(z) = \mathcal{E}_{10}(0) \exp(i \alpha_1' \kappa_1 z)$, укороченное уравнение для медленно меняющейся амплитуды слабой волны $\mathcal{E}_{20}(z)$ имеет вид

$$d\mathcal{E}_{20}/dz + (\alpha_2 \sigma_2 - i \alpha_2' \kappa_2) \mathcal{E}_{20} = i \alpha_2' [\kappa_3^n \mathcal{E}_{20}^* \exp[2i(\varphi + (n\alpha_1' \kappa_1 - \Delta)z)] + [(1 - (-1)^n)/2] \kappa_4^n \exp[i(\varphi + (n\alpha_1' \kappa_1 - \Delta)z)]]. \quad (10)$$

Здесь $\varphi = n \varphi_{10} - \varphi_{20}$ — начальная разность фаз, а $\kappa_2, \sigma_2, \kappa_3^n, \kappa_4^n$ — нелинейные коэффициенты, зависящие от $\mathcal{E}_{10}(0)$ (см. (7)) и определяемые соотношениями

$$\begin{pmatrix} \kappa_2 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} = \sum_{p=\binom{0}{0}}^{\infty} \frac{\begin{pmatrix} a_p \\ b_p \end{pmatrix}}{\Gamma(p!)^2}, \quad (11)$$

$$\kappa_3^n = \sum_{p=n}^{\infty} \frac{a_p}{(p-n)!(p+n)!}, \quad \kappa_4^n = \sum_{p=(n-1)/2}^{\infty} \frac{a_p}{(p+1/2-n/2)!(p+1/2+n/2)!}.$$

Заметим, что коэффициенты σ_2 и κ_2 обуславливают нерезонансные процессы взаимодействия — индуцированную прозрачность и кросс-модуляцию. Их зависимость от $|\mathcal{E}_{10}|$ показана на рис. 1. Из графиков рис. 1 и уравнения (10) следует, что в присутствии сильной волны накачки фазовая скорость слабой волны на частоте ω_2 увеличивается, а затухание уменьшается, и при $|\mathcal{E}_{10}(0)| \simeq \pi/2$ характерная длина затухания возрастает примерно в два раза по сравнению с линейным случаем. Коэффициенты κ_3^n и κ_4^n определяют параметрическое взаимодействие и генерацию нечетных гармоник на реактивной нелинейности. Вклад диссипативной нелинейности в эти эффекты пренебрежимо мал, поскольку $\omega_2 \tau_D \ll 1$. Зависимость κ_3^n ($n=1,2$) и κ_4^n ($n=3,5$) от $|\mathcal{E}_{10}|$ приведена на рис. 1 и рис. 2; с ростом n $|\kappa_3^n|, |\kappa_4^n|$ уменьшаются, а при фиксированном n возрастают с увеличением $|\mathcal{E}_{10}|$. Заметим, что $\kappa_2 - \kappa_1 = \kappa_3^1$, и нелинейный рассинхронизм, определяемый разностью $\kappa_2 - \kappa_1$, можно учесть через κ_3^1 .

Решение уравнения (10) в общем случае имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{20} = & \left\{ \frac{\mathcal{E}_{20}(0)}{2} \left[\left(1 + i \frac{\beta}{\gamma_+ \gamma_-} \right) e^{\lambda_+ z} + \left(1 - i \frac{\beta}{\gamma_+ \gamma_-} \right) e^{\lambda_- z} \right] + \right. \\ & + \frac{1 - (-1)^n}{2} \frac{\alpha_2' \kappa_4^n e^{i\varphi}}{2} \left[\left(i + \frac{\gamma_-}{\gamma_+} \right) \frac{e^{\lambda_+ z} - 1}{\lambda_+} + \right. \\ & \left. \left. + \left(i - \frac{\gamma_-}{\gamma_+} \right) \frac{e^{\lambda_- z} - 1}{\lambda_-} \right] \right\} \exp[i(\alpha_2' \kappa_1 - \Delta)z], \quad (12) \end{aligned}$$

где

$$\beta = \kappa_3^n \exp(2i\varphi) + \kappa_3^1 + \Delta/\alpha_2', \quad \gamma_{\pm} = [\kappa_3^n \pm (\kappa_3^1 + \Delta/\alpha_2')]^{1/2},$$

$$\lambda_{\pm} = -\alpha_2\sigma_2 \pm \alpha_2'\gamma_+\gamma_-.$$

Первая часть решения (12), пропорциональная $\mathcal{E}_{20}(0)$, описывает параметрическое усиление волны на частоте ω_2 , вторая — генерацию нечетных гармоник.

Полагая в (12) $\mathcal{E}_{20}(0)=0$, $\varphi_{10}=0$ и вводя коэффициент преобразования $\eta = |\mathcal{E}_{20}(z)/\mathcal{E}_{10}(0)|$, оценим эффективность генерации гармоник в СР на основе GaAs с параметрами, приведенными выше. Очевидно, что преобразование вверх наиболее эффективно при $\Delta = -\alpha_2'\kappa_3^1$ ($\gamma_+ = \gamma_-$), когда нелинейный рассинхронизм компенсирует линейный.

На рис. 3 приведены зависимости η от $|\mathcal{E}_{10}|$ для третьей и пятой гармоник (кривые 1, 2) в случае точного синхронизма. Как видно из рис. 3, на длине взаимодействия $z_{вз} \simeq 1 \text{ см} < z_3$ коэффициент преобразования в сильных полях составляет десятки процентов. В том случае, когда $\Delta=0$ и нет полного фазового синхронизма, параметрическое взаимодействие слабое, и его при генерации гармоник можно не принимать во внимание. При этом соотношение (12) упрощается, и поле гармоники, генерируемой сторонними источниками, имеет вид

$$\mathcal{E}_{20} = \frac{i\alpha_2'\kappa_4^n}{\alpha_2\sigma_2 - i\alpha_2'\kappa_3^1} [1 - \exp(-\sigma_2\sigma_2 + i\alpha_2'\kappa_3^1)z] \exp(i\alpha_2'\kappa_1 z). \quad (13)$$

Соответствующая зависимость η от $|\mathcal{E}_{10}|$ для третьей гармоники приведена на рис. 3 (кривая 3). Коэффициент преобразования в этом случае, естественно, меньше, чем при синхронном взаимодействии.

4. Параметрическое усиление. Решение (12), как уже отмечалось, кроме генерации и параметрического усиления нечетных гармоник, описывает и вырожденное параметрическое усиление при четных n . При выполнении условия синхронизма $\Delta = -\alpha_2'\kappa_3^1$ и оптимальной начальной разности фаз $\varphi = \pi/4 + \pi m$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)

$$\mathcal{E}_{20} = \mathcal{E}_{20}(0) \exp(-\alpha_2\sigma_2 - \alpha_2'\kappa_3^n + i\alpha_2'\kappa_2)z. \quad (14)$$

Зависимость коэффициента усиления излучения на частоте $\omega_2=2\omega_1$ от амплитуды накачки приведена на рис. 4 (кривая 1). Как видно из графика, вырожденное параметрическое усиление реализуется при полях накачки больше некоторого порогового значения, а именно, когда

$$|\kappa_3^n| > 4\omega_2\tau_D\sigma_2.$$

С точки зрения параметрического усиления более интересным является случай многочастотного и, в частности, трехчастотного взаимодействия, когда условия синхронизма имеют вид

$$2n\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad 2nk_1 = k_2 + k_3, \quad n=1, 2, 3. \quad (15)$$

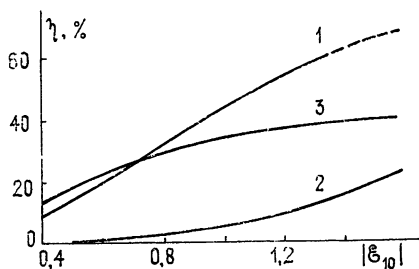


Рис. 3. Коэффициенты преобразования в гармонику в зависимости от $|\mathcal{E}_{10}|$; 1 — $n=3$, $\lambda_2 \simeq 1 \text{ мм}$, $z \simeq 1 \text{ см}$ или $\lambda_2 \simeq 0,6 \text{ мм}$, $z \simeq 0,6 \text{ см}$; 2 — $n=5$, $\lambda_2 \simeq 0,6 \text{ мм}$, $z \simeq 2 \text{ см}$; 3 — $n=3$, $\lambda_2 \simeq 0,6 \text{ мм}$, $z \simeq 1,5 \text{ см}$, $\Delta=0$.

Индексы 2 и 3 принадлежат соответственно волне сигнала и «холостой» волне на промежуточной ($\omega_3 < \omega_2$) частоте. Заметим, что в рассматриваемых случаях параметрического усиления накачка берется на частоте ниже частоты сигнала*, это обстоятельство немаловажно при обсуждении усиления излучения коротковолновой части ММ и СММ диапазонов длин волн, когда необходимы высокие напряженности полей накачки.

Полагая накачку заданной, нетрудно получить систему укороченных уравнений для медленно меняющихся амплитуд взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned} d\mathcal{E}_{20}/dz + (\alpha_2\sigma_2 - i\alpha'_2\kappa_2)\mathcal{E}_{20} &= i\alpha'_2\kappa_3^n \mathcal{E}_{30}^* \exp [2i(n\alpha'_1\kappa_1 - \Delta)z], \\ d\mathcal{E}_{30}/dz + (\alpha_3\sigma_2 - i\alpha'_3\kappa_3)\mathcal{E}_{30} &= i\alpha'_3\kappa_3^n \mathcal{E}_{20}^* \exp [2i(n\alpha'_1\kappa_1 - \Delta)z], \end{aligned} \quad (16)$$

где $\Delta = 2n\Delta_1 - \Delta_2 - \Delta_3$.

Решение (16) имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{20} &= \frac{\mathcal{E}_{20}(0)}{2} \left[\left(1 - \frac{\mu}{\gamma}\right) \exp(\beta_+ z) + \left(1 + \frac{\mu}{\gamma}\right) \exp(\beta_- z) \right] \times \\ &\times \exp [i(n\alpha'_1\kappa_1 - \Delta)z]; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\mathcal{E}_{30} = \frac{i\mathcal{E}_{20}(0)\alpha'_3\kappa_3^n}{2\gamma} [\exp(\beta_+^* z) - \exp(\beta_-^* z)] \exp [i(n\alpha'_1\kappa_1 - \Delta)z]. \quad (18)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mu &= (1/2) [\sigma_2(\alpha_2 - \alpha_3) - 2i(n\alpha'_1\kappa_1 + \Delta)], \quad \gamma = [\mu^2 + \alpha'_2\alpha'_3(\kappa_3^n)^2]^{1/2}, \\ \beta_{\pm} &= - (1/2) [\sigma_2(\alpha_2 + \alpha_3) - i\kappa_2(\alpha'_2 - \alpha'_3)] \pm \gamma. \end{aligned}$$

На примере решений (17), (18) можно проследить общие закономерности взаимодействия волн при различных соотношениях дисперсии, диссипации и нелинейности. Отметим, что в отличие от двухчастотного взаимодействия начальные фазы накачки и сигнала не связаны и в решение не входят, т. е. присутствие третьей (холостой) волны снимает фазовое вырождение.

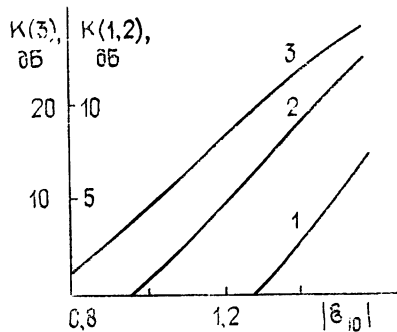


Рис. 4. Коэффициенты усиления сигнала в зависимости от $|\mathcal{E}_{10}|$; 1 — $n=2$, $\lambda_2 \approx 1$ мм, $z \approx 4$ см; 2 — $n=1$, $\lambda_2 \approx 0,6$ мм, $z \approx 1$ см; 3 — $n=1$, $\lambda_2 \approx 1$ мм, $z \approx 2,5$ см.

Используя решения (17), (18), оценим возможности классической СР как материала для параметрического усилителя при оптимальных условиях. Положим в (17) $\Delta = -n\alpha'_1\kappa_1^1$ и $\omega_2 \gtrsim \omega_3$, тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{20} &\approx \mathcal{E}_{20}(0) \operatorname{ch}(\alpha'_2\kappa_3^n z) \times \\ &\times \exp [(-\alpha_2\sigma_2 + i\alpha'_2\kappa_2)z]. \end{aligned} \quad (19)$$

Как видно из (19), усиление сигнала начинается с некоторых (пороговых) полей накачки. Зависимость

коэффициента усиления сигнала на частотах, соответствующих длине волны 0,6 и 1 мм, показана на рис. 4 (кривые 2, 3). Максимальное уси-

* Нетрудно показать, что коэффициент шума параметрического усилителя с низкочастотной накачкой будет тот же, что и в случае высокочастотной накачки при одинаковом коэффициенте усиления и отношении частоты сигнала к частоте холостой волны [11]

ление достигается при полях накачки $|\mathcal{E}_{10}| \simeq \pi/2$ и составляет 10—30 дБ при длине взаимодействия порядка сантиметра.

5. Смещение частот. Используя решения (17), (18), рассмотрим эффект смещения частот в СР при частоте накачки, близкой к частоте субгармоники сигнала [12], т. е. когда $\omega_3 \ll \omega_2$. При выполнении условия полного синхронизма ($\Delta = -n\alpha'_1 \kappa'_3$) и $\omega_3 \ll \omega_2$ решение для связанных волн — для медленно меняющихся амплитуд волны сигнала и волны на промежуточной частоте — может быть приведено к виду

$$\mathcal{E}_{20} = \frac{\mathcal{E}_{20}(0)}{2} \left[\left(1 - \frac{\alpha_2 \sigma_2}{2\tilde{\gamma}} \right) e^{\tilde{\gamma}z} + \left(1 + \frac{\alpha_2 \sigma_2}{2\tilde{\gamma}} \right) e^{-\tilde{\gamma}z} \right] \times \exp \left[\left(-\frac{\alpha_2 \sigma_2}{2} + i\alpha'_2 \kappa_2 \right) z \right]; \quad (20)$$

$$\mathcal{E}_{30} \simeq \frac{i\mathcal{E}_{20}(0) \alpha'_3 \kappa_3^n}{\tilde{\gamma}} \operatorname{sh}(\tilde{\gamma}z) \exp \left(-\frac{\alpha_2 \sigma_2 z}{2} \right), \quad (21)$$

где

$$\tilde{\gamma} = [(\alpha_2 \sigma_2 / 2)^2 + \alpha'_2 \alpha'_3 (\kappa_3^n)^2]^{1/2}.$$

Соотношения (20) и (21) описывают усиление сигнала при $2\pi \omega_1 \simeq \omega_2 \gg \omega_3$ и его преобразование в низкочастотный. Несмотря на слабую (при $\omega_3/\omega_2 \ll 1$) параметрическую связь эффекты синхронного взаимодействия в сильных полях накачки могут накапливаться и на длинах порядка длины затухания субгармонической накачки обеспечить значительное (порядка 15 дБ) усиление и эффективное преобразование излучения ММ и СММ диапазонов в сантиметровый. На рис. 5 приведены зависимости коэффициентов усиления и преобразования от $|\mathcal{E}_{10}|$. Заметим, что при $|\mathcal{E}_{10}| \simeq \pi/2$ распределенное преобразование в СР излучения коротковолновой части миллиметрового ($\lambda_2 \simeq 1$ мм) диапазона в сантиметровый ($\lambda_3 = 2$ см) возможно с усилением порядка 5 дБ.

Итак, в классических СР возможно эффективное преобразование частоты излучения ММ и СММ диапазонов вверх и вниз. Высокая эффективность преобразования как при умножении, так и смещении частот в таких структурах в значительной мере обусловлена малостью высокочастотных потерь в слабых полях и их снижением за счет процессов просветления в сильных полях накачки.

Классическая СР является одной из немногих полупроводниковых структур, в которых может быть реализовано распределенное параметрическое усиление излучения ММ и СММ диапазонов при накачке на частоте, близкой к частоте сигнала.

Отметим также, что требования к периодичности, к толщине слоев и чистоте полупроводника в слоях при создании необходимой для наблюдения рассмотренных эффектов классической СР с элементарной ячейкой полупроводник — диэлектрик являются значительно менее жесткими, чем в случае квантовых СР.

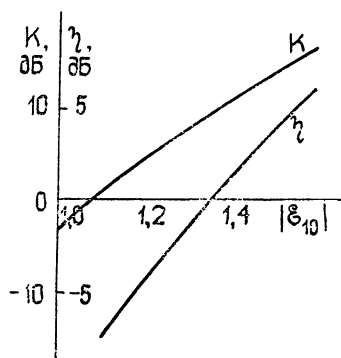


Рис. 5. Коэффициенты преобразования η и усиления K в зависимости от $|\mathcal{E}_{10}|$ при смещении частот; $n=1$, $\lambda_2 \simeq 1$ мм, $\lambda_3 \simeq 2$ см, $z \simeq 10$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Belyantsev A. M., Ignatov A. A.— Sol State Commun., 1977, 24, № 12, p. 817.
2. Романов Ю. А., Демидов Е. В.— ФТП, 1980, 14, № 8, с. 1526.
3. Люнселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике.— М.: ИЛ, 1963.
4. Антонов Н. Н., Бузин И. М., Вендик О. Г. и др. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ.— М.: Сов. радио, 1979.
5. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики.— М.: изд. ВИНТИ, 1964.— (Итоги науки).
6. Belyantsev A. M., Kozlov V. A., Piskaryov V. I. — Infrared Physic, 1981, 21, p. 79.
7. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ./Под ред. М. Хауэса и Д. Моргана.— М.: Мир, 1979
8. Calviello J. A.— IEEE Trans, Electron Devices, 1979, 26, № 9, p. 617.
9. Романов Ю. А.— Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 617.
10. Орлов Л. К., Романов Ю. А.— Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 12, с. 1421.
11. Блекуэлл Л. А., Коцсбу К. Л. Параметрические усилители на полупроводниковых диодах.— М.: Мир, 1964.
12. Белянцев А. М., Генкин В. Н.— Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 5, с. 763.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
29 июня 1981 г.

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN CLASSICAL SUPERLATTICE

A. M. Belyantsev, V. I. Shashkin

Interaction of electromagnetic waves when propagating in an artificial dielectric of a classical superlattice type is theoretically investigated. It is shown that the effective parametrical amplification of the radiation in the millimeter and submillimeter wave ranges and the frequency transformation are possible at propagation in such structures.
