

УДК 535.13

ЧЕРЕНКОВСКИЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Ю. О. АВETИСЯН, А. Ж. БАБАДЖАНЫАН, К. Н. КОЧАРЯН,
Х. В. НЕРКАРАЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 июня 1998 г.)

Исследованы особенности генерации разностной частоты под углом Черенкова от симметричных и несимметричных оптических волноводов. Показано, что в результате пространственного ограничения оптических пучков на достаточно больших расстояниях мощность излучения разностной частоты достигает возможного предела. При этом можно избежать жесткого условия выполнения фазового синхронизма, которое в процессе волноводного режима распространения нарушается даже при незначительных неоднородностях структуры. Возможность эффективного преобразования частоты при мощностях, типичных для современных полупроводниковых лазеров, можно использовать для создания непрерывных и перестраиваемых источников излучения практически во всем инфракрасном диапазоне.

1. Введение

Генерация излучения разностной частоты (ИРЧ) позволяет получать широкоперестраиваемое когерентное излучение в области спектра, где отсутствуют лазерные источники, в частности, в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн [1,2]. Хотя появление лазеров фемтосекундной длительности открывает новые возможности для создания источников в терагерцовой области частот [3,4], однако импульсный характер и узкий диапазон частотной перестройки ограничивают их использование на практике. В последние годы возросший интерес к ИРЧ обусловлен бурным развитием техники оптических волноводов и полупроводниковых лазеров [5]. Волноводы обеспечивают высокую концентрацию светового поля на большой длине, что позволяет реализовать высокоэффективное ИРЧ при мощностях, типичных для современных полупроводниковых лазеров.

Таким образом, открывается перспектива для создания компактного, интегрированного с GaAs-лазером, когерентного генератора терагерцовой области частот. Важно подчеркнуть, что в оптическом волноводе легко удовлетворить условие генерации ИРЧ под углом Черенкова. На возможность черенковского механизма генерации ИРЧ в нелинейной среде впервые было указано Аскарьяном [6], а генерация экс-

периментально зарегистрирована Погосьяном и др. [7].

Главным достоинством черенковского механизма является возможность генерации ИРЧ без обеспечения жесткого условия фазового синхронизма. Кроме того, поскольку генерируемое излучение распространяется под углом к оси оптического волновода, то его поглощение определяется поперечными (а не продольными) размерами волновода. Все это определяет, в настоящем, большой объем публикаций по черенковской генерации второй гармоники от инфракрасных лазеров. Однако вопросы, связанные с черенковской генерацией излучения в терагерцовой области частот в нелинейных оптических волноводах, остаются еще мало изученными.

В настоящей работе исследуется черенковский механизм генерации ИРЧ в планарных оптических волноводах двух различных конфигураций. В случае симметричного волновода предполагается, что нелинейное преобразование осуществляется в промежуточной области. Этот простой случай позволяет выявить и проанализировать основные закономерности генерации ИРЧ в планарном волноводе. В несимметричном волноводе в качестве нелинейной среды выступает подложка. Этот случай примечателен тем, что он учитывает структурные особенности существующих волноводов, и его осуществление на эксперименте не связано с принципиальными сложностями.

Пусть в качестве оптического волновода выступает структура, в которой промежуточный слой с показателем преломления n_2 и толщиной d ограничен диэлектриками с показателями преломления n_1 и n_3 ($n_2 > n_1, n_3$). Полагаем, что по волноводу распространяются две поперечные электрические (ТЕ) волны с частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$). Декартовы координаты выбираем таким образом, что плоскость yz совпадает с границей раздела между средами с показателями преломления n_1 и n_2 , при этом оптические волны распространяются по оси z , а напряженности электрических полей волн направлены по оси y .

2. Случай симметричного волновода

Рассмотрим вначале случай, когда $n_1 = n_3$, а в качестве нелинейной среды выступает промежуточный слой, где напряженности электрических полей световых волн определяются соотношениями [5]

$$E_y^{(v)} = A_v \cos \left[k_v \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] e^{i(\beta_v x - \omega_v t)}, \quad 0 < x < d, \quad v=1,2, \quad (1)$$

где

$$k_v^2 + \beta_v^2 = n_2^2(\omega_v) \frac{\omega_v^2}{c^2} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}^2 \left[\frac{d}{2} \sqrt{n_2^2(\omega_v) \omega_v^2 - c^2 \beta_v^2} \right] = - \frac{n_1^2(\omega_v) \omega_v^2 - c^2 \beta_v^2}{n_2^2(\omega_v) \omega_v^2 - c^2 \beta_v^2}. \quad (2)$$

В условиях, когда вектор нелинейной поляризации P_{NL} направлен по оси y , волновое уравнение для напряженности электрического поля разностной частоты принимает следующий вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n_2^2(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2} \right] E_y = - \frac{4\pi\Omega^2}{c^2} P_{NL}, \quad (3)$$

здесь

$$P_{NL} = \frac{P_0}{2} [\cos(kx) + \cos(k'x)] e^{i(\beta x - \Omega t)}, \quad (4)$$

где $P_0 = \chi^{(2)} A_1 A_2^*$, $k = k_1 - k_2$, $k' = k_1 + k_2$, $\beta = \beta_1 - \beta_2$, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, $\chi^{(2)}$ — значение нелинейной восприимчивости второго порядка.

Решение уравнения (3) можно представить в виде

$$E_y = \left(B \cos(q_2 x) + \frac{2\pi\Omega^2 P_0}{c^2(k^2 - q_2^2)} \cos kx + \frac{2\pi\Omega^2 P_0}{c^2(k'^2 - q_2^2)} \cos k'x \right) e^{i(\beta x - \Omega t)}, \quad 0 < x < d, \quad (5)$$

где

$$q_2^2 + \beta^2 = n_2^2(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2}.$$

Значение константы B определяется из граничных условий. Мы рассматриваем случай, когда $\Omega \ll \omega$, ($\nu = 1, 2$), так что $k^2 \ll k'^2$ и третьим членом в (5) можно пренебречь.

За пределами промежуточного слоя для электрического поля разностной частоты имеем:

$$E_y = \begin{cases} D e^{i(q_1(x-d) + \beta x - \Omega t)}, & x > d \\ D e^{i(-q_1 x + \beta x - \Omega t)}, & x < 0 \end{cases}, \quad q_1^2 + \beta^2 = n_1^2(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2}. \quad (6)$$

Сшивая поля на границе раздела, получим:

$$D = \frac{[q_2 \sin(q_2 d) \cos(kd) - k \sin(kd) \cos(q_2 d)] \frac{2\pi\Omega^2}{c^2} P_0}{[q_2 \sin(q_2 d) + i q_1 \cos(q_2 d)] [k^2 - q_2^2]}.$$

В рассмотренном нами случае $q_2 d \ll 1$, $kd \ll 1$, так что

$$D \approx \frac{2\pi i d \Omega^2 P_0}{q_1 c^2}. \quad (7)$$

Разностная частота симметрично излучается в областях $x > d$ и $x < 0$ под углом Черенкова ϑ :

$$\cos \vartheta = \frac{\beta c}{n_1(\Omega) \Omega}. \quad (8)$$

Полагая, что $n_2(\omega_1) \approx n_2(\omega_2)$, для мощности ИРЧ в области $x > d$ ($x < 0$) получим:

$$W_s = \frac{2^4 \pi^3 \Omega^2 d^2 (\chi^{(2)})^2 l k_1 k_2}{c^3 n_1(\Omega) n_2^2(\omega_1) b \sin \vartheta} \Gamma_{s1} \Gamma_{s2} W_1 W_2. \quad (9)$$

Здесь l — длина волновода, b — толщина оптического пучка, Γ_{s1} и Γ_{s2} — коэффициенты оптического ограничения для симметричного трехслойного

диэлектрического волновода для ТЕ волн [8], W_1 и W_2 — мощности оптического излучения.

3. Случай несимметричного волновода

Рассмотрим теперь случай несимметричного волновода: $n_2 > n_1$; n_3 . Пусть оптической нелинейностью обладает среда с показателем преломления n_1 , где напряженности электрических полей световых волн в волноводном режиме распространения определяются соотношениями

$$E_y^{(\nu)} = A_\nu e^{\gamma_\nu x + i(\beta_\nu z - \omega_\nu t)}, \quad \beta_\nu^2 - \gamma_\nu^2 = n_1^2(\omega_\nu) \frac{\omega_\nu^2}{c^2}, \quad \nu = 1, 2. \quad (10)$$

В данном случае в волновом уравнении (3) в качестве нелинейной поляризации выступает функция

$$P_{NL} = P_0 e^{\gamma x + i(\beta z - \Omega t)}, \quad (11)$$

где $P_0 = \chi^{(2)} A_1 A_2^*$, $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, $\beta = \beta_1 - \beta_2$, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. Тогда решения уравнения (3) в области $x < 0$ можно представить в виде

$$E_y = \left(B e^{-iq_1 x} - \frac{4\pi \Omega^2 P_0}{c^2 \gamma^2} e^{\gamma x} \right) e^{-(\beta z - \Omega t)}, \quad q_1^2 + \beta^2 = n_1^2(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2}. \quad (12)$$

В несимметричном волноводе значение n_1 может заметно превосходить n_3 , поскольку в роли третьей среды, как правило, выступает воздух. В условиях, когда

$$\frac{\beta c}{n_1(\Omega)\Omega} < 1 < \frac{\beta c}{n_3(\Omega)\Omega}, \quad (13)$$

волна с разностной частотой Ω распространяется исключительно в среде с показателем преломления n_1 . Тогда для электрического поля разностной частоты в области $x > 0$ получим:

$$E_y = D e^{-\gamma x + i(\beta z - \Omega t)}, \quad \beta^2 - \gamma^2 = n_3^2(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2}. \quad (14)$$

В рассмотренном нами случае $\Omega \ll \omega_\nu$ ($\nu = 1, 2$), когда $n_2(\Omega)\Omega d/c \ll 1$, роль промежуточного слоя для волны с частотой Ω несущественна, и из граничных условий несложно получить

$$B \approx - \frac{4\pi \Omega^2 P_0}{c^2 \gamma (q_3 + iq_1)}. \quad (15)$$

Поскольку в несимметричном волноводе максимум $|E_y|^2$ оптического излучения в волноводном слое сдвигается по направлению к слою с большим показателем преломления, то в рассматриваемых нами условиях, когда $n_1 > n_3$, основная часть мощности оптической волны вне волновода сосредоточена в среде с показателем преломления n_1 [9]. В результате мощность ИРЧ в среде с показателем преломления n_1 опре-

деляется соотношением

$$W_{ns} = \frac{2^8 \pi^3 \Omega^2 n_1^2(\Omega) \gamma_1 \gamma_2 (\chi^{(2)})^2 l \sin \vartheta}{c^3 [n_1^2(\Omega) - n_3^2(\Omega)] (\gamma_1 + \gamma_2)^2 b n_1^2(\omega_1)} (1 - \Gamma_{ns1})(1 - \Gamma_{ns2}) W_1 W_2. \quad (16)$$

где ϑ — угол черенковского излучения.

Оценим мощность ИРЧ как для симметричного, так и для несимметричного волноводов. В качестве сердцевины волновода возьмем ниобат лития (LiNbO_3) с диффундированными атомами титана (Ti), для нее в качестве подложки служит кристалл ниобата лития. В несимметричном волноводе среда с показателем преломления n_3 является воздухом. В рассмотренном частотном диапазоне ($\omega_1 = 2355 \cdot 10^{12}$ Гц, $\omega_2 = 2354,5 \cdot 10^{12}$ Гц) $n_1(\text{LiNbO}_3) \approx 2.214$, $n_2(\text{LiNbO}_3:\text{Ti}) \approx 2.296$ и $n_3(\text{воздух}) = 1$. Для волновода возьмем следующие параметры: $d = 2$ мкм, $l = 1$ см, $\Gamma_{s1} \approx \Gamma_{s2} = 0.7$, $\Gamma_{ns1} \approx \Gamma_{ns2} = 0.3$. Мощности оптических волн примерно 10^6 Вт, а $b = 1$ мм. Для ИРЧ получаем: $\Omega = 471 \cdot 10^9$ Гц, $\vartheta = 56^\circ$, $W_s \approx 4.012$ мВт и $W_{ns} \approx 2.65$ мВт.

4. Заключение

Таким образом, в условиях черенковского механизма ИРЧ можно добиться достаточно эффективного преобразования как в симметричном, так и в несимметричном волноводах. Здесь в результате пространственного ограничения пучка на достаточно больших расстояниях мощность ИРЧ достигает возможного предела. При этом удается избежать жесткого выполнения условия фазового синхронизма, которое в процессе волноводного режима распространения нарушается даже при незначительных неоднородностях структуры.

Проведенные исследования позволяют также судить об особенностях черенковского ИРЧ в условиях многомодового режима распространения оптических волн. Нетрудно заметить, что в этом случае в угловом распределении ИРЧ можно наблюдать серию максимумов. Дело в том, что разность компонент волновых векторов для разных мод различна. Тогда, согласно (8), для каждой моды получается свой угол Черенкова. В частности, в приведенных выше условиях для несимметричного волновода получаем: для моды $m=0$ $\vartheta_0 = 56^\circ$, для $m=1$ $\vartheta_1 = 50^\circ$ и для $m=2$ $\vartheta_2 = 43^\circ$. Заметим, что исследуемый процесс реализуется в случае взаимодействия волн, принадлежащих исключительно одной и той же моде. В противном случае β настолько велико, что черенковское условие излучения (8) не выполняется. Таким образом, изучение углового распределения позволяет определить модовый состав оптического излучения в волноводе.

Простота и эффективность преобразования черенковского механизма генерации разностной частоты дают все основания для предположения, что это явление можно использовать для создания непрерывных и перестраиваемых источников излучения практически во всем инфракрасном диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Р.Шен. Принципы нелинейной оптики. М., Наука, 1989.
2. Н.Бломберген. Нелинейная оптика. М., Мир, 1966.
3. Nonlinear spectroscopy of solids: advances and applications. Plenum Press, New York and London, 1996.
4. W.M.Robertson. Optoelectronics techniques for microwave and millimeter-wave engineering. U.K., Artech House, 1995.
5. Интегральная оптика. М., Мир, 1978.
6. Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1360 (1962).
7. Д.А.Багдасарян, А.О.Макарян, П.С.Погосян. Письма в ЖЭТФ, 37, 498 (1983).
8. Х.Кейси, М.Павиш. Лазеры на гетероструктурах. М., Мир, 1981.
9. Х.Хаус. Волны и поля в оптоэлектронике. М., Мир, 1988.

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻԶԱՍԱՐՆԵՐՈՒՄ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱՆՈՒԹՅԱՆ ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Ժ. ԲԱԲԱԶՅԱՆՅԱՆ, Կ. Ն. ԶՈՉԱՐՅԱՆ,
Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Հետազոտված են համաչափ և ոչ համաչափ օպտիկական ալիքատարներում Չերենկովի անկյան տակ տարրերային հաճախության զեներացիայի յուրահատկությունները: Ցույց է տրված, որ բավական մեծ երկարությանների վրա օպտիկական փնջերի տարածական սահմանափակման արդյունքում տարրերային հաճախության ճառագայթման հզորությունը հասնում է հնարավոր սահմանին: Ժամանակակից կիսահաղորդչային լազերներին հատուկ հզորությունների դեպքում հաճախության էֆեկտիվ ձևափոխության հնարավորությունը կարելի է օգտագործել անընդհատ և զրեթե ամբողջ ինֆրակարմիր տիրույթում համալրվող ճառագայթման աղբյուրներ ստեղծելու համար:

CHERENKOV MECHANISM OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION BY OPTICAL WAVEGUIDES

Y. H. AVETISYAN, A. J. BABADJANYAN, K. N. KOCHARYAN,
KH. V. NERKARARYAN

Peculiarities of difference frequency generation radiated out by symmetric and nonsymmetric optical waveguides under the Cherenkov angle are studied. It is shown that as a result of space limitation of optical bunches at sufficiently large distances, the radiation power of difference frequency reaches the possible limit. At the same time, it is feasible to avoid the strict condition of phase matching which is violated in the process of waveguide propagation regime even when nonessential heterogeneity of the structure is present. The possibility of the effective frequency conversion within the powers typical to modern semiconductor lasers can be used to create continuous and tunable sources of radiation practically in the whole infrared range.