

ФАЗОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

I. СЛУЧАЙ СВОБОДНОГО ВЫХОДА ГАРМОНИКИ ИЗ РЕЗОНАТОРА

*В. Д. Волосов, Н. Е. Корниенко, В. Н. Крылов, А. И. Рыжков
и В. К. Стрижевский*

Теоретически исследовано влияние фазовых соотношений между взаимодействующими волнами на эффективность внутрирезонаторной генерации второй оптической гармоники при свободном ее выходе из резонатора. Указанные соотношения могут существенно изменяться по возвращению волн в нелинейный кристалл в результате их отражения от концевых зеркал и прохождения в прямом и обратном направлениях через зазор между кристаллом и зеркалом. Характер влияния возникающего фазового сдвига θ_0 на эффективность генерации зависит от сочетания других параметров задачи. Если при его отсутствии режим генерации был оптимальным, то при $\theta_0 \neq 0$ ее эффективность снижается. Наоборот, при существенно неоптимальных в случае $\theta_0 = 0$ условиях фазовый сдвиг может способствовать их оптимизации. Соответствующие закономерности описаны количественно на основе решений, найденных в аналитической форме (при слабом преобразовании на одном проходе, например, вблизи порога генерации) или путем численных расчетов. Проанализировано влияние различных параметров задачи — толщины кристалла, волновой расстройки, превышения над порогом генерации и др. Некоторые характерные закономерности изучены также и экспериментально. Теория и эксперимент согласуются удовлетворительно.

В различных устройствах, использующих нелинейно-оптическое взаимодействие волн, часто имеет место неоднократное их прохождение через нелинейные среды. В такого рода случаях возникает проблема влияния фазовых соотношений между взаимодействующими волнами на их интенсивности и, в частности, оптимизации этих соотношений. Примером может служить генерация второй оптической гармоники (ГВГ) в двух или более последовательно расположенных нелинейных кристаллах [1-4], либо в одном кристалле при повторном его прохождении волнами обеих частот $\omega_1, 2$ ($\omega_2 = 2\omega_1$) [5, 6]. Аналогичная ситуация возникает и в случае внутрирезонаторной ГВГ (ВРГВГ) [1, 2, 7-9]. Теоретическое и экспериментальное исследование фазовых эффектов в этом последнем случае и составляет содержание настоящей работы. Естественно, что взаимовлияние лазерной генерации и нелинейно-оптических процессов приводит к возникновению качественно новых закономерностей по сравнению с внerezонаторной многоходовой ГВГ, пока мало изученных.¹

Мы используем в дальнейшем методику теоретического исследования ВРГВГ, разработанную в [10, 11]. Предполагается, что резонатор, образованный зеркалами, которые расположены в плоскостях $z = -L$ и $z = l$ (рис. 1, а) и полностью отражают излучение ω_1 , заполнен активной средой длиной L в области $-L \leq z \leq 0$ и нелинейной кристаллической средой в области $0 \leq z \leq l$. Зеркало при $z = l$ полностью отражает также гармо-

¹ Вопрос о фазировке волн при ВРГВГ и ее влиянии на эффективность генерации изучался в работах [7, 8], однако, во-первых, рассмотрение было ограничено лишь областью слабого преобразования основного излучения в его вторую гармонику и, во-вторых, даже в этой области многие практически важные конкретные закономерности не рассматривались.

нику ω_2 , которая возвращается вместе с основным излучением ω_1 в нелинейный кристалл, а затем покидает резонатор в направлении отрицательной оси z , проходя без потерь через область $-L \leq z \leq 0$.

Ради определенности считаем, что активная среда работает на основе четырехуровневой схемы генерации (обобщение на случай трехуровневой

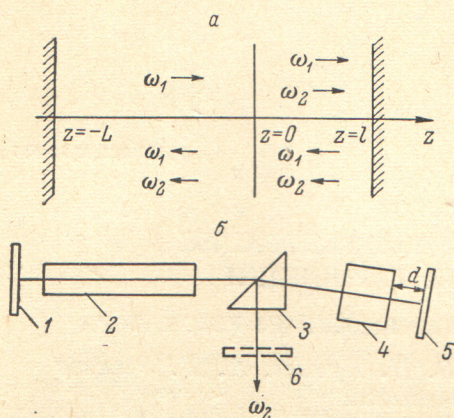


Рис. 1.

схемы производится тривиально [10-12]) при однородно уширенной линии люминесценции. Для простоты ограничимся рассмотрением одной аксиальной моды с однородной поперечной структурой поля. Поглощением в нелинейном кристалле на частотах $\omega_{1,2}$ пренебрегаем.

Следует, конечно, иметь в виду, что схема, представленная на рис. 1, а, является лишь удобным для математического исследования отображением реальной схемы ВРГВГ типа показанной на рис. 1, б [10, 13], где 1, 5 — концевые зеркала резонатора, 2 — активная среда, 4 — нелинейная среда, 3 — светоделительный элемент для пространственной развязки пучков

$\omega_{1,2}$ (см., например, [13]), который ради простоты считаем не вносящим каких-либо потерь, 6 — зеркало, частично отражающее излучение ω_2 , которое вводится, если необходима дополнительно обратная связь для гармоники.

В настоящей статье исследована схема ВРГВГ со свободным выходом второй гармоники из резонатора (зеркало 6 на рис. 1, б удалено). Случай наличия обратной связи для излучения гармоники будет рассмотрен в следующей статье.

1. Методика и результаты теоретического рассмотрения

При свободном выходе второй гармоники из лазерного резонатора сдвиги фаз волн $\omega_{1,2}$ возникают, вообще говоря, как при отражении от зеркала 5, так и при их распространении в воздушном зазоре (или иммерсионной среде) между зеркалом 5 и нелинейным кристаллом 4 вследствие дисперсии показателя преломления воздуха. В частности, согласно [5], при $\lambda_1 = 1.06$ мкм и $\lambda_2 = 0.53$ мкм сдвиг фаз в воздухе отвечает 27.4 град./см. Фаза же волны ω_2 , рождающейся у передней (относительно активной среды) грани нелинейного кристалла, однозначно определяется параметрами основного излучения и волновой расстройкой, в частности при отсутствии последней она автоматически оказывается оптимальной. При математическом анализе на основе схемы, показанной на рис. 1, а, указанные фазовые сдвиги целесообразно рассматривать условно как возникающие при отражении от соответствующего зеркала.

Следуя [10, 11], поля в резонаторе на частотах $\omega_{1,2}$ ищем в виде суперпозиции плоских монохроматических волн, распространяющихся в направлениях положительной и отрицательной осей z . Комплексные амплитуды этих волн $A_{1,2}^\pm$ представим в виде: $A_{1,2}^\pm = |A_{1,2}^\pm| \exp(i\varphi_{1,2}^\pm)$. Существенное значение имеют в конечном счете сдвиги фаз $\theta^\pm(z) = \varphi_2^\pm - 2\varphi_1^\pm \pm \Delta k z$ между соответствующими волнами второй гармоники и нелинейной поляризации среды на частоте ω_2 [14] ($\Delta k = k_2 - 2k_1$ — волновая расстройка, $k_{1,2}$ — длины волновых векторов на частотах $\omega_{1,2}$).

Пользуясь известными результатами нелинейной оптики [14], нетрудно убедиться, что после прохождения волн $\omega_{1,2}$ через нелинейный кристалл

в направлении положительной оси z (до отражения от зеркала 5 на рис. 1, б) будет

$$\theta^+(l) = \arccos\left(-\frac{\nu}{2} \frac{v_0}{1 - v_0^2}\right), \quad (1)$$

где

$$v_0 = \sqrt{\mu} \operatorname{sn}\left(x \sqrt{\frac{I}{\mu}}, \mu\right), \quad \mu = \left(\frac{|\nu|}{4} + \sqrt{1 + \left(\frac{\nu}{4}\right)^2}\right)^{-2}, \quad \nu = \frac{s}{\sqrt{J}}, \quad s = \Delta k l_0, \quad (2)$$

I — интенсивность основного излучения, которое падает на нелинейный кристалл со стороны активной среды, нормированная на соответствующую интенсивность насыщения [10, 11] (аналогичная нормировка используется ниже для интенсивности гармоники); $x = l/l_0$ — безразмерная длина нелинейного кристалла, l_0 — характеристическая длина нелинейного взаимодействия [14] при $I=1$; s — безразмерная волновая расстройка; $\operatorname{sn}(\xi, \mu)$ — эллиптический синус Якоби, $\xi = x\sqrt{I/\mu}$ — его аргумент, а μ — модуль [15]. При $\nu=0$ $\theta^+(l) = \pi/2$. Формулы (1), (2) относятся к общему случаю произвольного преобразования $\omega_1 \rightarrow \omega_2$; если же наоборот можно считать заданной (это справедливо, например, при $I \ll 1$), то $\theta^+(l) = (\pi + sx)/2$.

При возвращении в нелинейный кристалл после отражения от зеркала 5 волн, распространяющихся теперь в направлении отрицательной оси z , будет $\theta^-(l) = \theta^+(l) + \theta_0$, где $\theta_0 = \Delta\varphi + (4\omega_1 \Delta n d/c)$, $\Delta\varphi = \varphi_{20} - 2\varphi_{10}$, $\varphi_{(1,2)0}$ — сдвиги фаз для волн $\omega_{1,2}$ при отражении, $\Delta n = n_2 - n_1$, $n_{1,2}$ — показатели преломления воздуха на частотах $\omega_{1,2}$, d — толщина воздушного зазора между зеркалом 5 и нелинейным кристаллом 4 (рис. 1, б). Интенсивность I_2 волны ω_2 , выходящей из нелинейного кристалла и, следовательно из резонатора, в направлении отрицательно оси z , с учетом известных результатов [14] можно представить в следующем виде:

$$I_2 = (I' + I_2') [v_a^2 + (v_b^2 - v_a^2) \operatorname{sn}^2[\sqrt{(v_c^2 - v_a^2)(I' + I_2')}(x + x_0), \mu']].$$

Здесь $v_c^2 \geq v_b^2 \geq v_a^2$ — корни уравнения (относительно v^2)

$$v^2(1 - v^2)^2 - \left[\Gamma - \frac{\nu}{2}(v^2 - v_0^2)\right]^2 = 0, \quad (3)$$

$$\Gamma = v_0(1 - v_0^2) \cos \theta^-(l), \quad \mu' = \left[\frac{v_b^2 - v_a^2}{v_c^2 - v_a^2}\right]^{1/2},$$

I' , I_2' — интенсивности волн $\omega_{1,2}$, распространяющихся в направлении отрицательной оси z , в точке $z=l=0$ (т. е. после отражения от зеркала 5), причем $I' + I_2' = I$; наконец x_0 определяется условием $I_2|_{x=0} = I v_0^2$.

Решая уравнение (3), нетрудно убедиться, что величины $v_{a,b,c}^2$ определяются следующими соотношениями:

$$v_{a,b,c}^2 = v_1 + w_{a,b,c}, \quad v_1 = \frac{1}{3}\left(2 + \frac{\nu^2}{4}\right), \quad w_a = -2\sqrt{\frac{p}{3}} \cos \frac{\pi - \varphi}{3},$$

$$w_b = -2\sqrt{\frac{p}{3}} \cos \frac{\pi + \varphi}{3},$$

$$w_c = 2\sqrt{\frac{p}{3}} \cos \frac{\varphi}{3}, \quad p = 3v_1^2 - v_2, \quad v_2 = 1 + \Gamma\nu + \nu^2 v_0^2/2, \quad \varphi = \arccos\left(\frac{3q}{2p} \sqrt{\frac{3}{p}}\right),$$

$$q = 2v_1^3 - v_1 v_2 + \left(\Gamma + \frac{\nu}{2} v_0^2\right)^2.$$

Введем далее эффективный коэффициент отражения излучения от нелинейного кристалла

$$r(I) = \frac{I - I_2}{I} = 1 - v_a^2 - (v_b^2 - v_a^2) \operatorname{sn}^2[\sqrt{I(v_c^2 - v_a^2)}(x + x_0), \mu']. \quad (4)$$

Теперь аналогично [10, 11] задача о ВРГВГ сводится к решению трансцендентного уравнения относительно I

$$I = \frac{(k+1) \ln r}{2(1-r)} \left(\frac{2G\Lambda}{\ln r - 2\Lambda} + 1 \right), \quad G = G_0 \frac{k}{k+1}, \quad \Lambda = \alpha_1 L. \quad (5)$$

Здесь G_0 — нормированный на α_1 предельный коэффициент усиления в активной среде, α_1 — коэффициент поглощения в ней на частоте ω_1 , k — безразмерная внешняя накачка активной среды [12]; r следует подставить в виде (4). Если уравнение (5) решено, интенсивность генерированной гармоники J_2 определяется как $I_2 = (1-r)I$, а эффективность ВРГВГ $\eta = I_2/I_{1 \text{ опт.}}$, где $I_{1 \text{ опт.}}$ — интенсивность излучения ω_1 , выходящего из резонатора, если удалить из него нелинейный кристалл и заменить полностью отражающее зеркало δ «оптимальным» [12] зеркалом.

Вблизи порога генерации, где k близко к $k_{\text{пор.}} = (G_0 - 1)^{-1}$, можно найти решение задачи в аналитической форме. Здесь выражение для r (4) и уравнение (5) линеаризуются путем использования условия $I \ll 1$. В частности,

$$r(I) = 1 - 4IF, \quad F = \frac{1}{s^2} \left[\frac{a-b}{2} + b \sin^2 s(x+x_0)/2 \right],$$

$$a = v_2|_{I \ll 1} = 1 + 2 \sin \sigma [\cos \theta^-(l) + \sin \sigma], \quad b = \{1 + 4 \sin \sigma [\cos \theta^-(l) + \sin \sigma]\}^{1/2}, \quad \sigma = \frac{sx}{2},$$

величина F не зависит от I .

В рассматриваемом случае решение уравнения (5) имеет следующий вид:

$$I = \frac{(k_{\text{пор.}} + 1)}{2(1 + \zeta^2)} (G - 1), \quad \zeta = \frac{\sqrt{F}}{x_{\text{опт.}}(0)}, \quad (6)$$

где

$$x_{\text{опт.}}(0) = \sqrt{\frac{\Lambda}{1 + k_{\text{пор.}}}} \quad (7)$$

есть оптимальная длина нелинейного кристалла при $s = \theta_0 = 0$. Далее, $I_2 = 4I^2F$. Наконец, заимствуя из [12] выражение для $I_{1 \text{ опт.}}$, получаем

$$\eta_{\text{пор.}} = \frac{4\zeta^2}{(1 + \zeta^2)^2}. \quad (8)$$

Из этого выражения ясно, что оптимальный режим ВРГВГ, который обеспечивает $\eta_{\text{пор.}} = 1$, реализуется при $\zeta^2 = 1$.

Полученные выражения содержат полное решение задачи о ВРГВГ вблизи порога генерации и позволяют исследовать ее закономерности.²

В частном случае точного синхронизма ($s = 0$), как нетрудно убедиться,

$$\zeta = \frac{x}{x_{\text{опт.}}(\theta_0)}, \quad x_{\text{опт.}}(\theta_0) = \frac{x_{\text{опт.}}(0)}{\left| \cos \frac{\theta_0}{2} \right|}, \quad (9)$$

где $x_{\text{опт.}}(\theta_0)$ — оптимальная длина нелинейного кристалла (вблизи порога генерации) при $\theta_0 \neq 0$. Из (9) вытекает, что с ростом $|\theta_0|$ она возрастает и при $|\theta_0| = \pi$ обращается в бесконечность. Последнее связано с тем, что при повторном проходе нелинейного кристалла после отражения от концевого зеркала в случае $|\theta_0| = \pi$ гармоника преобразуется обратно в излучение ω_1 (при учете диссипации величина $x_{\text{опт.}}(|\theta_0| = \pi)$ была бы конечной).

² Все результаты, относящиеся к околопороговой области, легко обобщаются на случай произвольного превышения порога с сохранением слабого преобразования основного излучения в его гармонику на одном проходе резонатора. При этом, в частности, эффективность преобразования η вместо (8) равна величине $\frac{[\sqrt{1 + \eta_0(G-1)} - 1]^2}{\eta_0(\sqrt{G} - 1)^2}$, где фигурирует η_0 , совпадающее с (8) при замене $k_{\text{пор.}} \rightarrow k$. Величина η переходит в η_0 при $G - 1 \ll 1$.

Обсудим далее зависимость $\eta^{\text{нор.}}(\theta_0)$. Она проиллюстрирована на рис. 2, а. Как видно, при $x = x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(0)$ и $s = 0$ оптимальный режим генерации отвечает $\theta_0 = 0$. При этом зависимость $\eta^{\text{нор.}}(\theta_0)$ в области $|\theta_0| \leq \pi/2$ существенно слабее, чем при внерезонаторной двухпроходной генерации, где эффективность (слабого) преобразования $\omega_1 \rightarrow \omega_2$ с накачкой I близка к $1 - r = 4IF = 4Ix^2 \cos^2(\theta_0/2)$. Это качественно объясняется влиянием при ВРГВГ

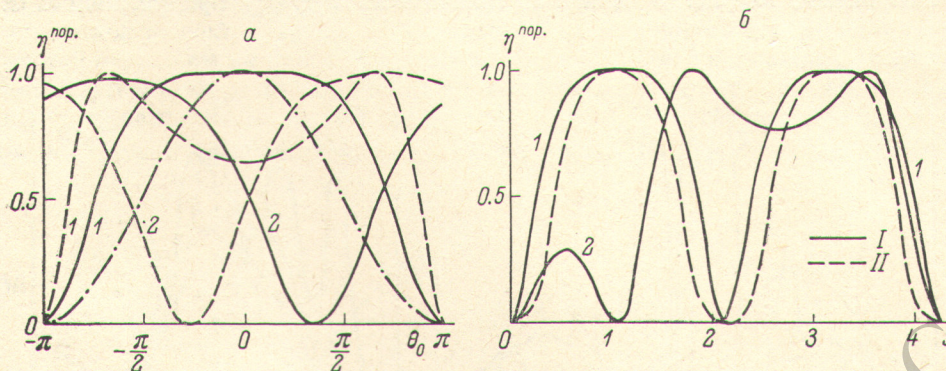


Рис. 2.

а — зависимость $\eta^{\text{нор.}}(\theta_0)$ при различных x и s . I — $x = x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(0) = 0.68$, II — $x = 2x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(0)$; I — $s = 0$, 2 — $s = 2s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0) = 2.92$ (результаты, представленные на всех рисунках данной статьи, отвечают $G_0 = 15$, $\Lambda = 0.5$). Штрих-пунктирная кривая соответствует внерезонаторной двухпроходной ГВГ (при этом эффективность ГВГ нормирована на максимальную величину). б — зависимость $\eta^{\text{нор.}}(x)$ при различных s и θ_0 . I — $s = s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0) = 1.46$, I — $\theta_0 = 0$, 2 — $\theta_0 = \pi/2$; II — $s = 2s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0)$, $|\theta_0| = \pi$.

генерации гармоники на лазерную генерацию: отклонение θ_0 от нуля приводит к ослаблению ГВГ и, следовательно, к росту эффективного коэффициента отражения от нелинейного кристалла, и тем самым к росту интенсивности поля ω_1 , а значит, и поля ω_2 . Если $s > 0$ ($s < 0$), оптимальный режим смещается в область отрицательных (положительных) θ_0 , причем по-прежнему $\eta_{\text{max}}^{\text{нор.}} \approx 1$. Это означает, что с помощью сдвига фаз θ_0 можно почти полностью компенсировать влияние расстройки s , если она не очень велика. Наибольшая практически полностью компенсируемая величина s (обозначим ее $s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}$) оказывается здесь $\sim s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0) = (x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(0))^{-1}$. Последняя

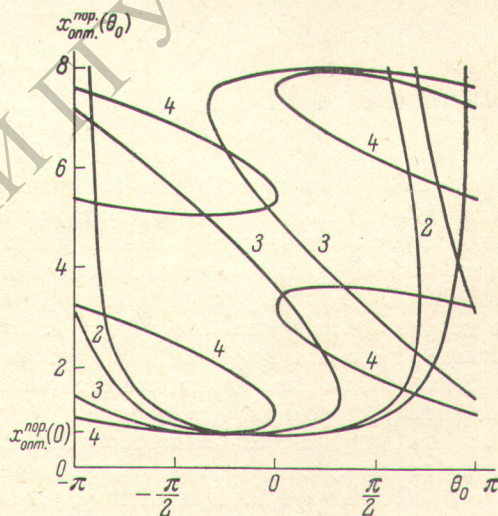


Рис. 3. Зависимость $x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(\theta_0)$ при различных значениях s , равных: I — $s = 0$, 2 — $0.1s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0)$, 3 — $0.5s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0)$, 4 — $s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0)$.

величина совпадает со введенной в [11] (при $\theta_0 = 0$) расстройкой, которая еще полностью может быть скомпенсирована путем увеличения x в $\pi/2$ раз по сравнению с $x_{\text{онт.}}^{\text{нор.}}(0)$. Следует отметить, что, хотя величины $s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}$ и $s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(0)$ одного порядка, точного их совпадения нет. Из рис. 2, а видно также, что подбор θ_0 позволяет компенсировать эффект «перепреобразования» [11] основного излучения в гармонику, обусловленный слишком большой длиной нелинейного кристалла.

Влияние θ_0 на зависимость $\eta^{\text{нор.}}(x)$ иллюстрируется рис. 2, б. Следует отметить, что она остается периодической (при $s \neq 0$). Существенно новым моментом является рост с θ_0 критической волновой расстройки $s_{\text{кр.}}^{\text{нор.}}(\theta_0)$, ко-

торую можно компенсировать изменением x при фиксированном θ_0 по сравнению с величиной $s_{кр.}^{пор.}(0)$.³ Можно показать, что связь величин $s_{кр.}^{пор.}(\theta_0)$ и $s_{кр.}^{пор.}(0)$ такова: $s_{кр.}^{пор.}(\theta_0) = s_{кр.}^{пор.}(0) \left(1 + \left| \sin \frac{\theta_0}{2} \right| \right)$. Отсюда видно, что, например, при $|\theta_0| = \pi$ увеличение x позволяет компенсировать расстройку, равную $2s_{кр.}^{пор.}(0)$. Поскольку правильный выбор оптимальной длины нелинейного кристалла очень важен, на рис. 3 показана зависимость $x_{онт.}^{пор.}(\theta_0)$ при различных s .

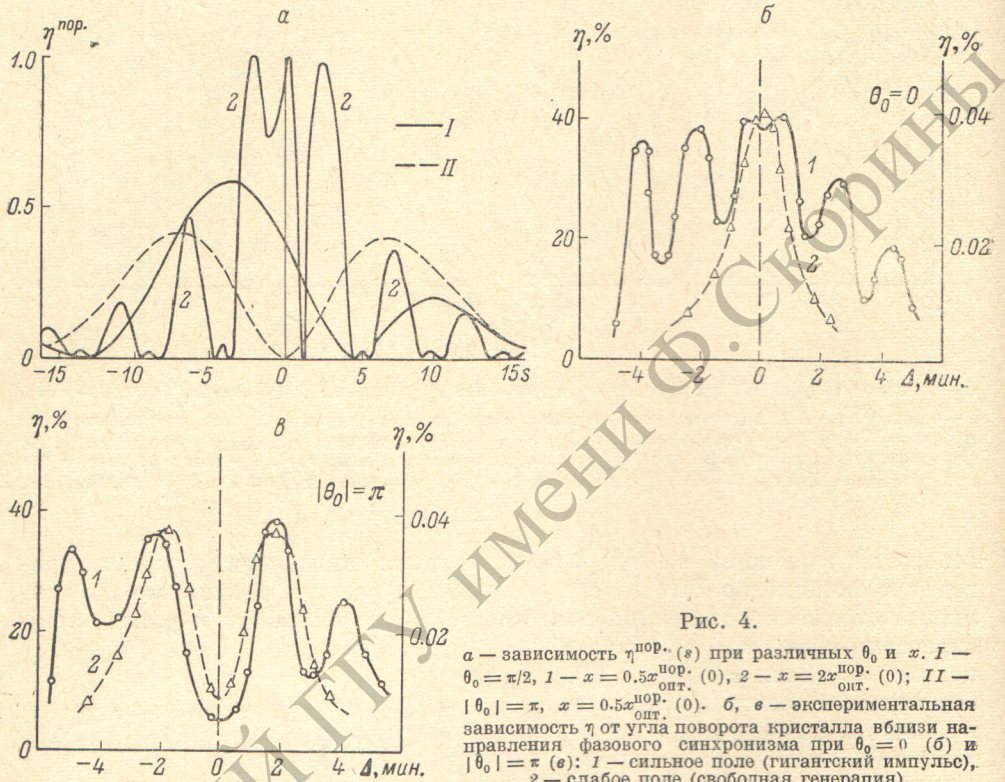


Рис. 4.

a — зависимость $\eta^{пор.}(s)$ при различных θ_0 и x . I — $\theta_0 = \pi/2$, $I - x = 0.5x_{онт.}^{пор.}(0)$, $2 - x = 2x_{онт.}^{пор.}(0)$; II — $|\theta_0| = \pi$, $x = 0.5x_{онт.}^{пор.}(0)$. $б, в$ — экспериментальная зависимость η от угла поворота кристалла вблизи направления фазового синхронизма при $\theta_0 = 0$ ($б$) и $|\theta_0| = \pi$ ($в$): I — сильное поле (гигантский импульс), 2 — слабое поле (свободная генерация).

При $s = 0$ [здесь справедлива формула (9)] $x_{онт.}^{пор.}(\theta_0)$ однозначно определяется заданием θ_0 , однако при $s \neq 0$ зависимость $x_{онт.}^{пор.}(\theta_0)$ становится неоднозначной: существует бесконечное (счетное) множество оптимальных длин, что отражает факт осциллирующей зависимости $\eta^{пор.}(x)$. Важно также отметить, что при $|s| > s_{кр.}^{пор.}(0)$ появляется центрированная у $\theta_0 = 0$ зона значений θ_0 , не допускающих режима с $\eta^{пор.} = 1$. Ширина этой зоны тем больше, чем больше $|s|$, а при $|s| > 2s_{кр.}^{пор.}(0)$ режим с $\eta^{пор.} = 1$ не реализуется вовсе.

Наконец, на рис. 4, a показана зависимость $\eta^{пор.}(s)$ при различных θ_0 и x . Известно [11], что при $\theta_0 = 0$ и $x < x_{онт.}^{пор.}(0)$ эффективность ВРГВГ максимальна в направлении точного синхронизма ($s = 0$). Однако при $\theta_0 \neq 0$, как видно из рис. 4, a , режим с максимальным значением $\eta^{пор.}$ достигается уже в области $s \neq 0$. При этом с ростом θ_0 главный максимум на кривой зависимости $\eta^{пор.}(s)$ смещается в сторону отрицательных s и уменьшается, а побочный максимум, который имеется в области $s > 0$, движется к точке $s = 0$, возрастая по величине. Зависимость $\eta^{пор.}(s)$ становится существенно асимметричной. Такая асимметрия наблюдалась в работах [8, 13]. Асимметрия ослабевает по мере приближения $|\theta_0|$ к π и при $|\theta_0| = \pi$ исчезает, причем здесь $\eta^{пор.}(s = 0) = 0$. Отметим еще, что, согласно (1)–(3), η не изменяется при одновременной замене знаков у s и θ_0 .⁴ При $x > x_{онт.}^{пор.}(0)$ на кривых $\eta^{пор.}(s)$

³ Следует различать величины $s_{кр.}^{пор.}$ и $s_{кр.}^{пор.}(\theta_0)$. Первая определяет критическую расстройку, которую еще можно компенсировать изменением θ_0 при фиксированном x , равном $x_{онт.}^{пор.}(0)$, а вторая — критическую расстройку, компенсируемую изменением x при данном θ_0 .

⁴ Таким образом, $x_{онт.}^{пор.}(\theta_0, s) = x_{онт.}^{пор.}(-\theta_0, -s)$.

появляются характерные для режима перепреобразования «провалы», которые существуют в области между оптимальными значениями $s_{\text{опт.}}(\theta_0)$, обеспечивающими режим с $\eta^{\text{пор.}} = 1$.

Результаты, представленные на рис. 2—4, а, отражают различные закономерности околопороговой генерации и получены на основе формул (6), (8). В области существенного превышения порога генерации при сильном преобразовании основного излучения на одном проходе возможно лишь численное решение задачи. Некоторые из возникающих здесь закономерностей отражены на рис. 5. Отметим прежде всего, что возможна компенсация (путем выбора подходящего θ_0) волновых расстройок, весьма существенно превышающих $s_{\text{кр.}}(0)$. В частности, при $k=2$ имеет место практически полная компенсация влияния волновых расстройок, в 5 раз превы-

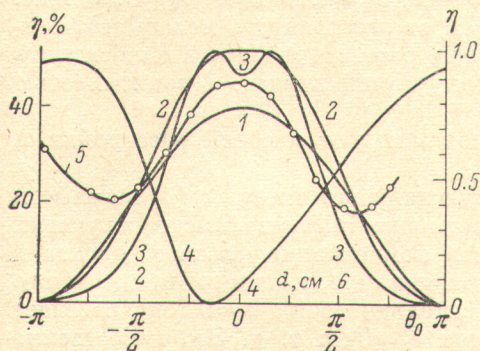


Рис. 5. Экспериментальная зависимость $\eta(d)$ (5) и теоретическая зависимость $\eta(\theta_0)$ при $k=2$ и различных значениях x и s .
 1 — $x=0.15$, $s=0$; 2 — $x=x_{\text{опт.}}(0)=0.31$, $s=0$;
 3 — $x=0.5$, $s=0$; 4 — $x=x_{\text{опт.}}(0)$, $s=10s_{\text{кр.}}$
 (0) = 6.9.

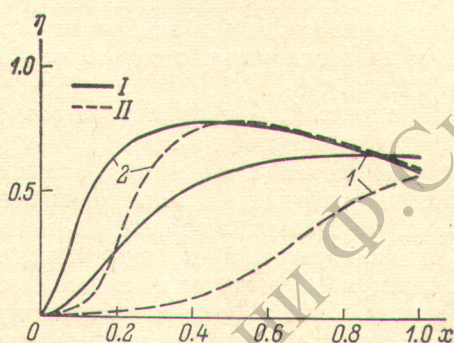


Рис. 6. Зависимость $\eta(x)$ для схемы ВРГВГ с выводом гармоники через концевое зеркало резонатора при $\theta^+(0)=\pi/2$ (I) и $\theta^+(0)=-\pi/2$ (II);
 1 — $k=0.5$, 2 — $k=4.5$.

Расчеты выполнены с учетом френелевских потерь, равных 10% на каждой грани кристалла для волн с частотой $\omega_{1,2}$.

шающих значение $s_{\text{кр.}}(0)|_{k=2}$. Видно также, что настройка на оптимальное значение θ_0 более критична: максимумы на кривых $\eta(\theta_0)$ острее, чем в области $k \approx k_{\text{пор.}}$. Далее, область значений θ_0 , отвечающих режиму перепреобразования (провалы на кривых для $x > x_{\text{опт.}}(0)$), сужается. Наконец, отметим наличие осциллирующей зависимости $\eta(\theta_0)$, причем при $s \neq 0$ осцилляции существенно деформированы в том отношении, что расстояния между максимумом и соседними к нему минимумами неодинаковы. Сравнение с рис. 2—4, а свидетельствует о том, что аналитические выражения, найденные для околопороговой области, достаточно хорошо (по крайней мере в качественном отношении) описывают и область существенного превышения порога.

В заключение настоящего раздела сделаем следующее замечание. В экспериментах по ВРГВГ помимо схемы, типа показанной на рис. 1, б, с выводом гармоники из резонатора при помощи светоделительного элемента, который помещен между активной средой и нелинейным кристаллом, применяется [1, 5] также схема с выводом гармоники через концевое зеркало и заменой упомянутого светоделительного элемента промежуточным зеркалом, прозрачным для излучения ω_1 и полностью отражающим излучение ω_2 . В работах [1, 5] указано, что при многомодовой генерации целесообразно использовать схему первого типа, так как процесс ГВГ слишком чувствителен к сбою фаз волн $\omega_{1,2}$, поступающих в нелинейный кристалл. В связи с этим полезно отметить, что этот недостаток схемы второго типа ослабляется с ростом превышения над порогом, что иллюстрируется рис. 6. С другой стороны, ее несомненным достоинством является то, что в отличие от схемы первого типа, для которой при $s=0$ и $\theta^-(l)=-\pi/2$ при любых x будет $\eta=0$, здесь даже при $\theta^+(0)=-\pi/2$ воз-

возможен оптимальный режим, и он достигается, как можно проверить, лишь при относительно небольшом увеличении x по сравнению с его значением для оптимальной фазировки, когда $\theta^+(0) = \pi/2$. Поэтому применение схемы второго типа в ряде случаев вполне оправдано.

2. Результаты экспериментального исследования

Нами проведено также экспериментальное исследование некоторых из характерных закономерностей, описанных в разд. 1. Использовалась схема, аналогичная показанной на рис. 1, б, подробно описанная в наших предыдущих работах [10, 13]. В качестве удвоителя частоты служил кристалл KDP, тип взаимодействия — $oo \rightarrow e$, $\lambda_1 = 1.06$ мкм, $\lambda_2 = 0.53$ мкм.

На рис. 5 показана зависимость КПД от расстояния d между нелинейным кристаллом 4 и концевым зеркалом резонатора 5. Эта зависимость хорошо согласуется с теоретически полученной в разд. 1 зависимостью $\eta(\theta_0)$.

На рис. 4, б, в приведена зависимость КПД от угловой расстройки Δ при различных d и I_1 .

Наблюдается, во-первых, осциллирующая зависимость $\eta(\Delta)$ в сильном поле и существенное влияние на нее соотношения фаз взаимодействующих волн, во-вторых, возможность взаимной компенсации фазового сдвига и волновой расстройки, в-третьих, выравнивание главного и побочного максимумов, когда они смещены относительно точки $\Delta = 0$ (она отвечает режиму, близкому к оптимальному при $\theta_0 = 0$), и т. д. Это качественно согласуется с теоретическими результатами, представленными на рис. 4, а.

Совокупность полученных результатов свидетельствует о важности учета фазовых соотношений между взаимодействующими волнами в устройствах на основе ВРГВГ.

Литература

- [1] В. Г. Дмитриев, Е. А. Шалаев, Е. М. Швом. Квант. электрон., 1, 1953, 1974.
- [2] В. Г. Дмитриев, С. Г. Карпенко, Н. Е. Корниенко, В. Л. Стрижевский, Е. А. Шалаев. Тез. докл. VII Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике, 460. Ташкент, 1974.
- [3] В. Д. Волосов, А. Г. Калинин, В. Н. Крылов. Квант. электрон., 3, 2139, 1976.
- [4] В. Д. Волосов, А. Г. Калинин. Тез. докл. I Всес. конф. «Оптика лазеров», 264. Л., 1977.
- [5] T. M. Yarboough, T. Falk, S. Hitz. Appl. Phys. Lett., 18, 70, 1971.
- [6] В. Д. Волосов, А. Г. Калинин, В. Н. Крылов. Тез. докл. I Всес. конф. «Оптика лазеров», 265. Л., 1977.
- [7] R. G. Smith. IEEE J. Quant. Electron., 6, 215, 1970.
- [8] D. G. Gonzales, S. T. K. Nieh, W. H. Steier. IEEE J. Quant. Electron., 9, 23, 1973.
- [9] В. Д. Волосов, Н. Е. Корниенко, В. Н. Крылов, А. И. Рыжков, В. Л. Стрижевский. Тез. докл. I Всес. конф. «Оптика лазеров», 266. Л., 1977.
- [10] В. Д. Волосов, С. Г. Карпенко, Н. Е. Корниенко, В. Н. Крылов, А. А. Манько, В. Л. Стрижевский. Квант. электрон., 2, 919, 1975.
- [11] В. Г. Дмитриев, Н. Е. Корниенко, А. И. Рыжков, В. Л. Стрижевский, Е. А. Шалаев. Квант. электрон., 3, 393, 1976.
- [12] А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. Оптические генераторы на твердом теле. «Советское радио», М., 1967.
- [13] В. Д. Волосов, В. Н. Крылов. Опт. и спектр., 35, 120, 1973.
- [14] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. «Мир», М., 1966.
- [15] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. «Наука», М., 1968.

Поступило в Редакцию 10 ноября 1977 г.
В окончательной редакции 9 марта 1978 г.