

УДК 621 373.7

РАСЧЕТ МОЩНОСТНЫХ И ПОРОГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНЫХ ОДНО- И ДВУХРЕЗОНАТОРНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ СВЕТА НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

А. И. Холодных

В работе приведены мощностные и пороговые характеристики импульсных ОПГС и ДПГС, полученные в результате решения на ЭВМ приближенных динамических уравнений с учетом неравномерного (гауссова) поперечного профиля интенсивности накачки. Показано, что нестационарность процессов в импульсных ПГС и поперечная неоднородность распределения интенсивности накачки существенно снижают эффективность импульсного ПГС, причем максимум эффективности достигается при существенно больших превышениях интенсивности накачки порога ПГС, чем в стационарном случае.

В связи с все более широким применением импульсных параметрических генераторов света (ПГС) в практике физического эксперимента [1] для оптимизации их работы становится актуальным нахождение конкретных зависимостей выходных характеристик ПГС от параметров накачки в приближениях, максимально адекватных условиям их работы. Для ПГС, работающих в стационарном режиме, расчет таких зависимостей проведен, например, в работе [2], где показано, что учет неоднородного поперечного распределения интенсивности накачки является весьма существенным для оценки максимальной эффективности преобразования в ПГС и определения оптимального превышения интенсивностью накачки (I_n) порогового уровня ПГС ($I_{пор}$). В этой работе также показано, что для импульсных ПГС вычисления по стационарным уравнениям будут давать приблизительно верные результаты, если длительность импульса накачки (t_n) много больше времени установления стационарных колебаний ПГС и импульс имеет гладкую огибающую.

Однако, как показывают исследования [3, 4], для ПГС с накачкой от стандартных лазеров с модуляцией добротности ($t_n \approx 10 \div 20$ нс) эти условия практически никогда не выполняются. Следовательно, для нахождения соответствующих зависимостей для импульсных ПГС необходимо, в принципе, исследовать полную систему нелинейных амплитудных уравнений в частных производных, что требует весьма трудоемких расчетов на ЭВМ. Некоторые результаты таких расчетов для двухрезонаторных ПГС (ДПГС) приведены в работе [5].

В работе [6] получены более простые нестационарные уравнения ПГС, которые и используются ниже для анализа мощностных и пороговых характеристик импульсных ПГС. Эта система динамических уравнений была получена в приближении заданной структуры резонансного поля, причем считалось, что амплитуды взаимодействующих волн достаточно мало меняются за время порядка времени пробега волн через резонатор, что позволило пренебречь производными по времени для нерезонирующих волн. Оценка пределов применимости такого приближения, проведенная в [7], показывает, что ошибка в определении КПД не превышает 10% от его значения при излучательных потерях через зеркала резонатора не более 20% и превышении порога генерации не боль-

ше 20 для ОПГС и не более 50 для ДПГС, при длительности импульса накачки порядка 20 нс. Таким образом, приближенные динамические уравнения справедливы в довольно широких пределах, позволяющих рассчитывать большинство экспериментально реализуемых схем ПГС.

1. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ПОРоговые ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПГС И ДПГС ПРИ ОДНОРОДНОМ ПОПЕРЕЧНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НАКАЧКИ

При переходе в системе приближенных динамических уравнений [6] к относительным интенсивностям N_i , нормированным на пороговую интенсивность накачки $I_{\text{пор}}$, и относительному времени τ , нормированному на время релаксации T «холодного» резонатора, система уравнений сводится к одному уравнению, которое для ОПГС имеет вид

$$\frac{dy(\tau)}{d\tau} + y(\tau) = N_0 \tau \sin^2 \sqrt{y(\tau)},$$

а для ДПГС

$$\frac{dx(\tau)}{d\tau} - [N_0(\tau) - 1] x(\tau) + x^2(\tau) = 0.$$

Относительные интенсивности взаимодействующих волн, а вернее относительные плотности потока квантов взаимодействующих волн, вне резонатора выражаются через $y(\tau)$ и $x(\tau)$:

для ОПГС —

$$N_1(\tau) \equiv \frac{\omega_n}{\omega_1} \frac{I_1(\tau)}{I_{\text{пор}}} (1-R) \approx \frac{1-R}{2\varepsilon} y(\tau),$$

$$N_2(\tau) \equiv \frac{\omega_n}{\omega_2} \frac{I_2(\tau)}{I_{\text{пор}}} = N_0(\tau) \sin^2 \sqrt{y(\tau)},$$

$$N_n(\tau) \equiv \frac{I_n(\tau)}{I_{\text{пор}}} = N_0(\tau) \cos^2 \sqrt{y(\tau)},$$

$$N_0(\tau) \equiv \frac{I_0(\tau)}{I_{\text{пор}}},$$

где N_1 , N_2 , N_n , N_0 — соответственно относительные интенсивности в числах квантов для резонирующей, нерезонирующей волн, волны накачки, прошедшей резонатор, и падающей; ω_1 , ω_2 , ω_n — соответствующие частоты взаимодействующих волн;

для ДПГС —

$$N_{1,2}(\tau) \approx \frac{1-R}{\varepsilon} x(\tau), \quad N_n(\tau) = [\sqrt{N_0(\tau)} - x(\tau)]^2.$$

В обоих случаях предполагается, что для резонирующих волн коэффициент отражения по интенсивности входного зеркала равен 1, а выходного — R . Время релаксации T резонатора длиной L , полностью заполненного нелинейной средой, с коэффициентом преломления n определяется выражением $T \equiv Ln/c\varepsilon$, где c — скорость света, а $\varepsilon \approx 1 - \sqrt{R} + \delta L$. Здесь δL — диссипативные потери в нелинейной среде.

Приближенные динамические уравнения для ОПГС и ДПГС численно интегрировались на ЭВМ «Мир-2». Расчет проводился для импульса накачки, имеющего гауссову форму: $N_0(t) = N_m \exp[-(t_m - t)^2/2\sigma^2]$. При переходе к относительному времени $\tau = t/T$ получаем

$$N_0(\tau) = N_m \exp \left\{ - \frac{[(t_H/2 \sqrt{\ln 2 T}) \sqrt{\ln N_m} - \tau]^2}{(t_H/2 \sqrt{\ln 2 T})^2} \right\},$$

где t_H — длительность импульса накачки по уровню $1/2$ интенсивности.

Предполагалось, что в начальный момент времени ($\tau = 0$) $N_0(0) = 1$, т. е. время отсчитывается от точки, когда мощность накачки достигает порогового уровня. В этот момент $y(0) = y_0$, $x(0) = x_0$ и определяются квантовыми флуктуациями на резонирующей волне. Значения x_0 , y_0 находились в широко используемом предположении (см., например, [8]), что в начальный момент каждая мода ПГС содержит один фотон, т. е. энергию $\hbar\omega$, и излучает мощность $\hbar\omega/T$, где T — время релаксации резонатора. Задав пороговую мощность накачки и используя связь $x(\tau)$, $y(\tau)$ с относительными интенсивностями волн, можно оценить x_0 , y_0 . В расчете использовались значения $x_0 \approx y_0 \approx 10^{-15}$.

Следует отметить, что время нарастания импульса генерации слабо (логарифмически) зависит от x_0 , y_0 , и поэтому форма и величина импульса ПГС в широких пределах практически не зависит от x_0 , y_0 . При расчете находились относительные интенсивности вне резонатора в зависимости от τ для всех взаимодействующих волн при вариации N_m и t_H/T в следующих пределах:

$$1 < N_m \leq 30, \quad 11 \leq t_H/T \rightarrow \infty \text{ — для ОПГС,}$$

$$1 < N_m \leq 50, \quad 20 \leq t_H/T \rightarrow \infty \text{ — для ДПГС.}$$

По результатам расчета построены зависимости квантовой эффективности преобразования $\eta_{1,2 \text{ кв}}$ от N_m при различных t_H/T (рис. 1а, 1б). Квантовая эффективность преобразования определялась как отношение максимальной плотности потока квантов параметрически генерируемых волн к максимальной плотности потока квантов накачки, т. е. $\eta_{1,2 \text{ кв}} \equiv N_{1,2}^{\max}(\tau)/N_m$. Как показали расчеты, для определенной таким образом величины $\eta_{\text{кв}}$ при малых по сравнению с излучательными диссипативных потерях, в ОПГС $\eta_{1 \text{ кв}} \approx \eta_{2 \text{ кв}}$.

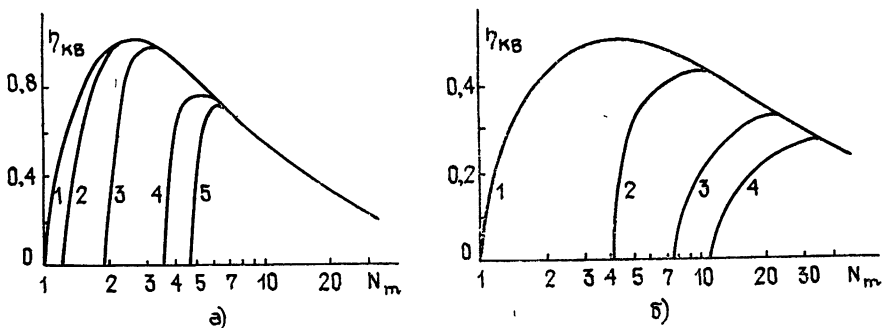


Рис. 1. Зависимость квантовой эффективности преобразования в ПГС при однородном поперечном распределении накачки от величины превышения интенсивности накачки стационарного порога ПГС;

а) ОПГС (1 — $t_H/T \rightarrow \infty$; 2 — $t_H/T = 120$; 3 — $t_H/T = 47$; 4 — $t_H/T = 24$; 5 — $t_H/T = 12$);
б) ДПГС (1 — $t_H/T \rightarrow \infty$; 2 — $t_H/T = 46$; 3 — $t_H/T = 30$; 4 — $t_H/T = 20$).

Из рис. 1 видно, что максимальная величина $\eta_{\text{кв}}$ существенно зависит от параметра t_H/T , а при $t_H/T \rightarrow \infty$ совпадает с зависимостью, полученной в [2] в стационарном приближении. Так как для большинства экспериментально реализованных импульсных ПГС отношение $t_H/T \approx 5 \div 15$, видно, что учет нестационарности генерации в импульсных

ПГС существенно изменяет их выходные характеристики по сравнению со стационарным случаем.

Длительность импульса генерации можно оценить, используя графики рис. 1 и 2, на которых изображена зависимость положения переднего фронта импульса ПГС, определенного по уровню $1/2 N_{1,2}^{\max}(\tau)$ относительно максимума импульса накачки как функция N_m при различных t_H/T . Знание величины $\eta_{\text{кв}}$ дает уровень амплитуды импульса генерации относительно амплитуды импульса накачки. Измеряя графически на уровне половины время от начала генерации до конца импульса накачки, получаем с достаточной степенью точности относительную длительность импульса генерации. Исследования показывают, что при оптимальном — для достижения максимального КПД по мощности — превышении порога длительность импульса ОПГС $t(\text{ОПГС}) \approx (1/2)t_H$, а длительность импульса ДПГС $t(\text{ДПГС}) \approx t_H$. Следовательно, в приближении однородного поперечного распределения интенсивности накачки максимальный КПД по энергии составляет для ОПГС примерно $1/2$ КПД по мощности, а для ДПГС примерно равен ему.

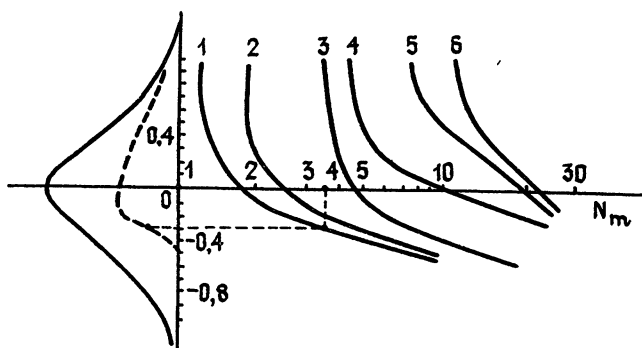


Рис. 2. Зависимость положения переднего фронта импульса ПГС относительно максимума импульса накачки от превышения мощности накачки над стационарным порогом ПГС; ОПГС (1 — $t_H/T = 120$; 2 — $t_H/T = 47$; 3 — $t_H/T = 24$); ДПГС (4 — $t_H/T = 46$; 5 — $t_H/T = 30$; 6 — $t_H/T = 20$).

2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПГС И ДПГС ПРИ ГАУССОВОМ ПОПЕРЕЧНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НАКАЧКИ

Следующий шаг в более полном приближении расчетов к обычно реализуемым экспериментальным условиям работы ПГС заключается в учете поперечной неоднородности интенсивности накачки. Предположим, что накачка имеет гауссово поперечное распределение интенсивности $I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_H^2}\right)$, где r — поперечная координата, w_H — радиус поперечного сечения интенсивности по уровню $1/e$. Тогда нормированное на пороговую интенсивность накачки ($I_{\text{пор}}$) распределение интенсивности будет иметь вид

$$N_m(r) = N_{m0} \exp\left(-\frac{r^2}{w_H^2}\right).$$

Используя зависимость квантовой эффективности преобразования по интенсивности от превышения над порогом $\eta_{\text{кв}}(N_m)$ для однородного распределения и учитывая, что N_m зависит от r , находим усреднен-

ную по поперечному сечению эффективность преобразования по мощности для гауссова распределения:

$$\eta_r = \frac{\int_0^{\infty} \eta_{\text{кв}} [N_m(r)] N_{m0} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_{\text{н}}^2}\right) 2\pi r dr}{N_{m0} \pi \omega_{\text{н}}^2} \approx$$

$$\approx \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \eta_{\text{кв}} [N_m(\bar{r})] N_{m0} \exp\left[-\frac{(n \Delta r)^2}{\omega_{\text{н}}^2}\right] 2\pi (n \Delta r) \Delta r}{N_{m0} \pi \omega_{\text{н}}^2},$$

где $\Delta r = \omega_{\text{н}}/K$, а $K = 1, 2, 3, \dots$ — заданный масштаб разбиения.

Так как при $N_m \leq 1$ $\eta(1) = 0$, то верхний предел можно заменить на $r = \omega_{\text{н}} \sqrt{\ln N_{m0}}$. При расчете было принято $K = 10$, так как замена интеграла суммой при $K = 10$ дает ошибку в определении η_r не больше 2%. Окончательная расчетная формула имеет вид

$$\eta_r = \sum_{n=0}^{10 \sqrt{\ln N_{m0}}} \eta_{\text{кв}} [N_m(r)] 2n \exp\left(-\frac{n^2}{100}\right) (\%),$$

где $N_m(r) = N_{m0} \exp(-n^2/100)$.

Результаты расчета приведены на рис. 3а, 3б. Видно, что учет неоднородности распределения накачки приводит к существенному уменьшению эффективности преобразования, особенно при малых $t_{\text{н}}/T$. Максимум эффективности достигается при существенно больших превышении-

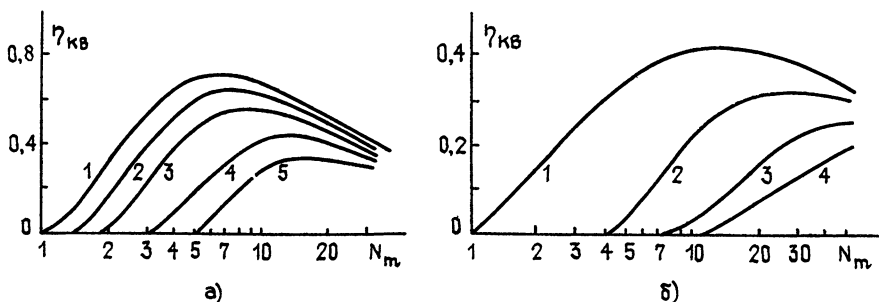


Рис. 3. Зависимость квантовой эффективности преобразования в ПГС от превышения интенсивности накачки над стационарным порогом ПГС при гауссовом поперечном распределении интенсивности накачки;

а) ОПГС (1 — $t_{\text{н}}/T \rightarrow \infty$; 2 — $t_{\text{н}}/T = 120$; 3 — $t_{\text{н}}/T = 47$; 4 — $t_{\text{н}}/T = 24$; 5 — $t_{\text{н}}/T = 12$);
б) ДПГС (1 — $t_{\text{н}}/T \rightarrow \infty$; 2 — $t_{\text{н}}/T = 46$; 3 — $t_{\text{н}}/T = 30$; 4 — $t_{\text{н}}/T = 20$).

ях интенсивности накачки над порогом, чем при однородном распределении накачки, и зависимость эффективности от превышения над порогом становится менее выраженной. Так же как при однородном распределении, при $t_{\text{н}}/T \rightarrow \infty$ зависимость $\eta_{\text{кв}}(N_{m0})$ совпадает с зависимостью, полученной в [2] в стационарном приближении. Используя графики

рис. 1, 3, легко построить зависимости от t_H/T таких величин, как импульсный порог генерации, максимальная величина $\eta_{кв}$, оптимальное значение N_m .

Полученные решения приближенных динамических уравнений и учет неоднородного распределения накачки позволяют рассчитать основные выходные характеристики импульсных параметрических генераторов света и оптимизировать их для получения максимальной эффективности преобразования. Сравнение результатов расчета с результатами экспериментального исследования ПГС по литературным данным и работам, проведенным с участием автора, показывает в большинстве случаев их достаточно хорошее количественное согласие.

В настоящей работе получено количественное обоснование причины, по которой у большинства экспериментально реализованных ПГС достаточно малый КПД преобразования ($10 \div 20$),% и высокий порог генерации. Этот факт в основном связан с малой длительностью импульса накачки и невозможностью в результате достичь необходимых высоких оптимальных превышений интенсивности накачки над порогом ПГС из-за радиационного повреждения элементов ПГС.

Приведем для примера расчет ОПГС и ДПГС на кристалле $LiNbO_3$ с накачкой от второй гармоники лазера на гранате при следующих параметрах накачки и ПГС: накачка — вторая гармоника лазера на гранате, $\lambda_n = 0,53$ мкм, энергия в импульсе — 10^{-2} Дж; кристалл — $LiNbO_3$, длина 1 см; общие потери в кристалле 2%; резонатор — входное зеркало имеет $R \approx 1$; коэффициент отражения выходного зеркала варьируется, длина резонатора равна длине кристалла. Методика расчета: задаем длительность импульса накачки и, меняя величину радиационных потерь, что приводит к изменению N_m и t_H/T , находим по графикам рис. 3 максимум $\eta_{кв}$. Умножая полученную величину $\eta_{кв}$ на мощность накачки, получаем величину максимума мощности излучения ПГС.

Считаем, то за счет изменения фокусировки интенсивность накачки постоянна и равна 50 МВт/см²; 100 МВт/см². Результаты расчета приведены на рис. 4а, б.

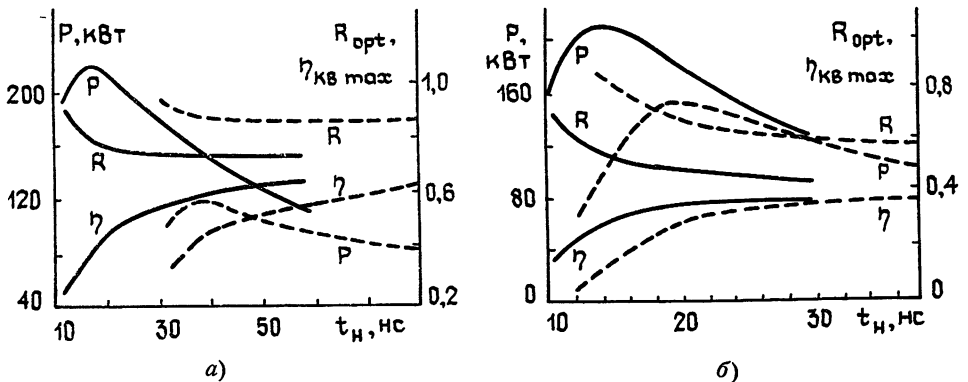


Рис. 4 Зависимость максимальной мощности (P), максимальной квантовой эффективности преобразования ($\eta_{кв, max}$), оптимального коэффициента отражения выходного зеркала ПГС (R_{opt}) от длительности импульса накачки при фиксированной энергии и интенсивности импульса накачки (ОПГС — а, ДПГС — б); сплошная кривая — $I_n = 100$ МВт/см², штриховая кривая — $I_n = 50$ МВт/см² (другие параметры ПГС и накачки см. в тексте).

Из результатов расчета можно сделать вывод, что если для достижения максимальной эффективности преобразования необходимо увеличивать длительность импульса накачки, то для получения максимальной мощности есть некоторое оптимальное значение длительности импульса накачки, причем оно увеличивается при уменьшении интенсивности накачки и для ОПГС выше, чем для ДПГС. Видно, что оптимальные коэффициенты отражения зеркал достаточно слабо зависят от длительности импульса накачки и для ОПГС в целом выше, чем для ДПГС.

Следует также отметить, что полученные зависимости можно использовать и при других параметрах накачки и резонатора. Например, так как в расчете фиксировалась интенсивность накачки, то при изменении энергии накачки в некоторое число раз необходимо изменить только в это же число раз масштаб оси P . Далее, при увеличении длины резонатора за счет раздвигания зеркал при постоянной длине кристалла, что приводит к увеличению параметра T , необходимо изменить масштаб осей t_n и P так, чтобы t_n/T и Pt_n остались постоянными. Конечно, такая пропорциональность будет сохраняться только в некоторых пределах, например, пока можно пренебречь изменением дифракционных потерь при изменении степени фокусировки или длины резонатора.

Автор искренне благодарен С. А. Ахманову за полезные обсуждения, которые привели к завершению данной работы, и З. О. Гусевой за помощь в проведении части расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А. — Квантовая электроника, 1976, 3, с. 1846.
2. Bjorkholm I. E. — IEEE, 1971, QE-7, p. 109.
3. Сущик М. М., Фортус В. М., Фрейдман Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 5, с. 631.
4. Pearson I. E., Ganiel U., Yariv A. — IEEE, 1972, QE-8, p. 433.
5. Дмитриев В. Г., Еремеева Р. А., Ицхоки И. Я., Карпова Е. П. — Квантовая электроника, 1973, 6, с. 69.
6. Дьяков Ю. Е., Ковригин А. И. — Квантовая электроника, 1972, 4, с. 86.
7. Холодных А. И. Диссертация, М., 1974.
8. Kreuzer L. V. — Appl. Phys. Lett., 1969, 15, p. 263.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
7 сентября 1979 г.

CALCULATION OF POWER AND THRESHOLD CHARACTERISTICS OF PULSE SINGLE AND DOUBLE RESONANT OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR ON THE BASIS OF APPROXIMATE DYNAMIC EQUATIONS

A. I. Kholodnykh

The paper presents power and threshold characteristics of pulse single and double resonant parametric light generators (SROPO), (DROPO) obtained as a result of computing of approximate dynamic equations taking account of non-uniform (Gaussian) transverse profile of the pump intensity. It is shown that nonstationary processes in pulse OPO and the transverse inhomogeneity of the pump intensity distribution decrease essentially the efficiency of the pulse OPO. The maximum of the efficiency is achieved at the essentially larger pump intensity of OPO threshold than in the stationary case.