

Икболжон Анарбоев Иброхимович-старший преподаватель
Андижанский Государственный Технический Институт,

Республика Узбекистан
ORCID ID: [009-0001-3703-463X](#)

ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

OPTICAL QUANTUM GENERATORS QUANTUM AMPLIFIERS

Аннотация: Источником генерации в лазере является спонтанное излучение возбуждённой активной частицы. При распространении спонтанного излучения через активную среду, в результате взаимодействия с возбуждёнными частицами, происходит вынужденное (когерентное) излучение, при этом происходит когерентное усиление электромагнитного излучения. Излучение, распространяющееся вдоль оптической оси между активной средой конечных размеров и зеркалами оптического резонатора, усиливается до максимума. При этом усиление электромагнитного излучения за один проход через активную среду составляет

Ключевые слова: лазеры, свет, оптические квантовые генераторы, когерентные лучи

Ikboljon Anarboyev Ibrokhimovich, Senior Lecturer
Andijan State Technical Institute,
Republic of Uzbekistan
ORCID ID: [009-0001-3703-463X](#)

Abstract: The source of laser generation is the spontaneous emission of an excited active particle. As spontaneous emission propagates through the active medium, stimulated (coherent) emission occurs as a result of interaction with excited particles, resulting in coherent amplification of the electromagnetic radiation. Radiation propagating along the optical axis between the finite-sized active medium and the mirrors of the optical resonator is amplified to its maximum. The gain of electromagnetic radiation per pass through the active medium is [unclear].

Keywords: lasers, light, optical quantum generators, coherent beams

Введение

Для определения процессов увеличения амплитуды или интенсивности электромагнитной волны в квантовых усилителях и их возможностей рассмотрим процесс прохождения монохроматической электромагнитной волны через активную среду с K_0 и интенсивностью насыщения I_t . Обозначим интенсивность электромагнитной волны на входе усилителя через I_0 . При нулевых нерезонансных потерях изменение интенсивности волны, прошедшей через толщину dx такой среды, определяется выражением:

$$dI(x)/dx = k(x) I(x) \quad (1).$$

можно определить по уравнению. Зная характер увеличения интенсивности I и изменения K , уравнение (1) можно представить в другой форме:

$$(1+I/I_t) dI/I = K_0 dx \quad (2)$$

Если проинтегрировать уравнение с учетом этого граничного условия (I/I_0), то получим трансцендентное уравнение, связывающее интенсивность электромагнитной волны на входе в среду I_0 и ее интенсивность в точке с координатой x (x):

$$\ln(I/I_0) + (I/I_t) - (I_0/I_t) = K_0 x \quad (3)$$

Решение этого уравнения для различных фиксированных значений безразмерного параметра (I_0/I_t) представлено на рисунке 1.2[1].

Из этого рисунка 1 и уравнения (3) видно, что при малых интенсивностях усиливаемой электромагнитной волны, то есть при выполнении условий ($I \ll I_t$, $I_0 \ll I_t$) и при этом процесс вынужденного излучения не влияет на число частиц на возбуждённом уровне), интенсивность излучения экспоненциально растёт по мере прохождения через активную среду, но эффективность преобразования энергии покоя в когерентное излучение, равная отношению вероятности вынужденных переходов ($\sim I$) к вероятности тушения возбуждённого уровня за счёт всех остальных процессов (I_t), мала и составляет величину $\sim I/I_t$. С увеличением значения этого отношения I/I_t возрастает роль процесса вынужденного излучения и При выполнении условия $I \gg I_t$ шарт байарилганды амалий жиатдан дамлаш энергиясынинг ($\sim I/I_t + I_t$) кисми, на практике, часть энергии покоя ($\sim I/I_t + I_t$) преобразуется в энергию когерентного излучения[2].

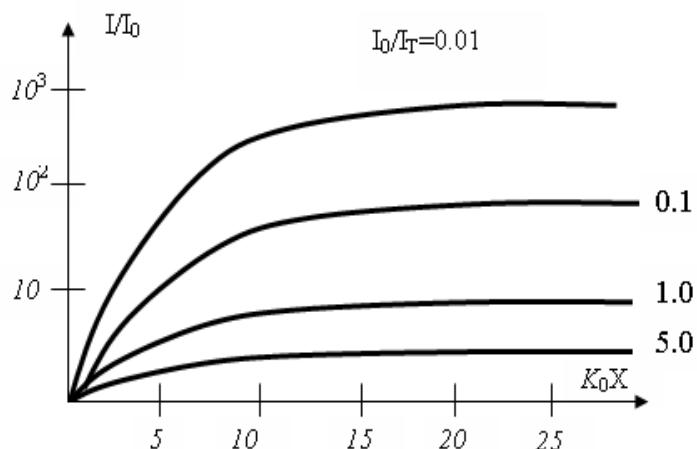


Рисунок 1. Изменение интенсивности электромагнитной волны, проходящей через среду с обратной заселенностью.

При этом скорость нарастания интенсивности уменьшается и получается следующее, определяемое только характеристиками активной среды:

$$\Delta I/\Delta x = I_t K_0 \quad (4)$$

В приведенных выше темах мы не учитывали нерезонансные потери излучения при прохождении через активную среду. В реальности они существуют. Во-первых, пучок излучения расширяется в поперечном

сечении вследствие дифракции при распространении и выходит за пределы активной среды. В результате часть энергии теряется.

Анализ литературы

Если поперечное сечение пучка излучения равно 2ω , то его угол распространения равен $\theta_\alpha = \lambda/2\omega$. Радиус поперечного сечения пучка излучения, прошедшего расстояние L , увеличивается на величину $\theta_\alpha L$. Следовательно, все лучи, падающие на кольцо толщиной $\sim\theta_\alpha L$ и диаметром $\sim 2\omega$, выйдут из активной среды. Относительная величина этих потерь составляет $\sim\lambda/\omega^2$ и достигает максимального значения в инфракрасном диапазоне. Для обычно используемого лазерного излучения ($\omega\sim 1\text{ см}^{-1}$ $\lambda=1\frac{1}{4}10\text{ мкм}$) эти потери составляют $\sim(0,1\frac{1}{4}1)10^{-3}$ см^{-1} . Это означает, что дифракционные потери излучения при прохождении через активную среду длиной 1 м находятся в пределах 1÷10%. Во-вторых, усилители также содержат оптические элементы, в которых теряется часть энергии излучения. Каждый оптический элемент может терять 1% излучения [3].

Реальная активная среда не является идеально однородной, и излучение при прохождении через такую среду может терять часть своей энергии вследствие рассеяния и преломления. Не вникая в физическую природу этих потерь, можно охарактеризовать их общим коэффициентом $\beta_0[\text{см}^{-1}]$ на единицу длины.

Эти потери составляют $\beta_0 I$ часть излучения, прошедшего через активную среду единичной длины, и линейно возрастают с интенсивностью. Как уже упоминалось выше, с ростом интенсивности прирост энергии когерентного излучения, прошедшего через активную среду единичной длины, уменьшается и, наконец, становится равным величине $I_t K_0$ и остаётся неизменным. Следовательно, при прохождении когерентного излучения через активную среду его интенсивность увеличивается до тех пор, пока процессы усиления и ослабления не сравняются. После этого интенсивность усиленного излучения остаётся неизменной и достигает своего максимального значения.

$$I_{\max} = I_t K_0 / \beta_0 \quad (5)$$

Кроме того, высокая монохроматичность лазерного излучения дополнительно повышает монохроматичность квантового усилителя в переходном процессе. Это обусловлено тем, что значение коэффициента усиления активной среды достигает максимума на резонансной частоте, а центральная часть спектра излучения усиливается сильнее периферийных участков.

В отличие от оптических усилителей, которые подают электромагнитное излучение на вход и усиливают его, оптический квантовый генератор, подобно радиочастотному генератору, генерирует когерентное электромагнитное излучение в оптическом диапазоне. Таким образом, оптический квантовый генератор или лазер представляет собой устройство с положительной обратной связью, генерирующее электромагнитное излучение путём когерентного усиления вынужденного излучения [4].

Для получения электромагнитного излучения активная среда или оптический усилитель помещается внутрь оптического резонатора, в котором генерируются стоячие электромагнитные волны, определяемые параметрами активной среды [5-6].

Рабочее тело 1 с инверсной шириной запрещенной зоны усиливает проходящее через него электромагнитное излучение посредством вынужденного излучения. Оптический резонатор, состоящий из двух зеркал 3 с коэффициентом пропускания 3, одно из которых полностью отражающее, а другое – плоское и частично (ξ), расположенных параллельно друг другу, генерирует электромагнитную волну с частотами излучения, лежащими в пределах ширины линии усиления. Часть её излучается через выходное зеркало (3) [7-8].

Метод исследования

Пусть активная среда с параметрами ($K_0 I_t$) длины (L_f) и расстояния (L_r), проницаемостью (ξ) и коэффициентом потерь ($(\chi \approx 2L_f \beta_0)$) помещена внутрь оптического резонатора.

Источником генерации в лазере является спонтанное излучение возбуждённой активной частицы. При распространении спонтанного излучения через активную среду, в результате взаимодействия с возбуждёнными частицами, происходит вынужденное (когерентное) излучение, при этом происходит когерентное усиление электромагнитного излучения. Излучение, распространяющееся вдоль оптической оси между активной средой и зеркалами оптического резонатора, имеющего конечные размеры, максимально усиливается. При этом коэффициент усиления электромагнитного излучения за один проход через активную среду равен ($e^{2K_0 L_f}$), и если этот коэффициент усиления больше потерь в зеркале с выходным коэффициентом (ξ) и в оптическом резонаторе (χ), в оптическом резонаторе возникают колебания электромагнитного поля и устанавливается стационарный режим.

Коэффициент усиления K_χ в этом случае называется предельным коэффициентом усиления и определяется выражением:

$$e^{2K_0 L_f} (1-\chi)(1-\xi) = 1 \quad (6)$$

Его значение определяется соотношением $\chi \xi < < 1$ при выполнении условия

$$K_{ch} = \frac{1}{2L_f} \ln \frac{1}{1-\chi-\xi} \quad (7)$$

будет равна сумме.

Здесь следует отметить, что предельный (K_χ) коэффициент усиления, в отличие от коэффициента (K_0), характеризующего усиление активной среды, определяет условия устойчивой генерации, исходя из реальной ситуации, и служит характеристикой оптического резонатора [6-7].

Таким образом, если коэффициент усиления активной среды K_0 больше предельного коэффициента усиления K_χ , в лазере наступает устойчивая генерация и он начинает излучать когерентные электромагнитные колебания.

Интенсивность излучения, испускаемого лазером, зависит от плотности фотонов, распространяющихся к выходному зеркалу внутри оптического резонатора, и коэффициента пропускания выходного зеркала и определяется по формуле:

$$I = h\nu_0 n_p c \xi / 2 \quad (8)$$

определяется выражением.

Учитывая выражения, связывающие интенсивность излучения I и коэффициент усиления активной среды K с плотностью фотонов, выражение (8) можно привести к следующему виду [6].

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left(\frac{K_0}{K} - 1 \right)$$

Установившийся коэффициент усиления активной среды K равен предельному коэффициенту усиления K_R , и с учетом выражения (8) получаем следующее:

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left[\frac{2K_0 L_\phi}{\ln(1 - \chi - \xi)^{-1}} - 1 \right] \quad (9)$$

мы получаем выражение.

При малых значениях выражения $2^{K_{Ch}L_f}$ (т.е. когда $y \exp(2K_{Ch}L_f) \approx 1 + 2K_{Ch}L_f$) формула (9) упрощается до

$$I = \frac{I_r \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_\phi}{\xi + \lambda} - 1 \right) \quad (10)$$

следующего вида кажется.

Анализ и результаты

Как видно из приведенных выражений, при малых значениях величины ξ ($\xi \ll \chi$) интенсивность излучения, выходящего из лазера, линейно возрастает с ростом коэффициента пропускания выходного зеркала, а при значениях величины ξ , удовлетворяющих условию ($\xi > \chi$), она убывает с ростом величины ξ [8-9]. Таким образом, с точки зрения мощности лазерного излучения, коэффициент пропускания ξ выходного зеркала имеет оптимальное значение ξ_{opt} opt, при котором мощность излучения лазера максимальна [10-12]. В общем случае значение ξ_{opt} opt рассчитывается численно. В частности, когда усиление слабое, т. е. $2K_{ch}L_f \ll 1$ и $\exp(2K_rL_f) \approx 1 + 2K_{ch}L_f$, можно получить аналитическое выражение для расчета значения ξ_{opt} opt. Для этого устанавливаем $vI/v\xi$ на ноль и решаем следующее квадратное уравнение, чтобы определить оптимальный коэффициент пропускания зеркала.

$$\xi_{onm}^2 + 2\chi\xi_{onm} + \chi(\chi - 2K_0 L_\phi) = 0$$

Оптимальный коэффициент пропускания выходного зеркала оптического

$$\xi_{onm} \approx \sqrt{2K_0 L_\phi \chi} - \chi \quad (11)$$

резонатора определяется выражением

Заключение

Лазерное излучение является когерентным. Основная причина этого свойства когерентности выражена в значении слова «лазер», то есть в усилении света вынужденным излучением. Вынужденное световое излучение и вынужденное световое излучение — это излучение с абсолютно одинаковыми параметрами. Их частоты, фазы и направления распространения одинаковы.

Поляризация лазерного излучения характеризует направление вектора напряжённости электрического поля в электромагнитной волне. Если в каждой точке светового пучка вектор напряжённости электрического поля \vec{E} совершает колебания вдоль прямой линии в плоскости, поперечной направлению распространения излучения, такое излучение называется линейно или плоско поляризованным. Сумма двух линейно поляризованных излучений, плоскости поляризации которых поперечны друг другу, а разность фаз постоянна, даёт эллиптически поляризованное излучение.

Литература

1. Karlov N. V. Lektsii po kvantovoy elektronike. M.: Nauka, 1988.
2. Zvelto O. Prinsipi lazerov. M.: Mir, 1990.
3. Krilov K. I. i dr. Osnovi lazernoy texniki. L.: Mashinostroyeniye, 1990.
4. Tursunov A. T., Tuxliboyev O. Kvant elektronikasiga kirish. T.: O'qituvchi, 1992.
5. Tarasov L. V. Fizicheskiye osnovi kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoye radio, 1976.
6. Ryabov S. G. i dr. Pribori kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoye radio, 1976.
7. Spravochnik po lazeram, v dvux tomax (Pod redaktsiyey A. M. Proxorova). M.: Sovetskoye radio, 1978.
8. Frost T. One to One new MMI Poll: what is the future for CD? // One to One. – 2003. – № 1. – R. 31-33.
9. Petrov V.V., Makurochkin V.G., Tokar A.P. Opticheskiy disk kak yedinyyu nositel informatsii // Materialy simpoziuma «Optoelektronnaya sistema zapisi, xra 10. Petrov V.V., Shanoylo S.M., Kryuchin A.A., Kozheshcure V.I., Tokar A.P., Zymenko V.I. Optical immersion as a new way to increase information recording density // Proc. SPIE. – 1991. – Vol. 1831. – P. 2-12.
11. Petrov V.V., Shanoylo S.M., Kryuchin A.A., Kosyak I.V. O probleme soxraneniya zvukovogo kulturnogo naslediya. Materialy konferentsii «Informatsiya dlya vsekh: kultura i texnologii informatsionnogo obshchestva» – EVA 2002. – Moskva, 2-7 dekabrya 2002.
12. Guo F., Schlesinger T.E., Stancil D.D. Optical field study of near-field optical recording with a solid immersion lens // Appl. Optics. – 2000. – Vol. 39, № 2. – R. 324-332.