Косинский Ю.И.

Лэмбовский провал мощности излучения газового лазера в теории газовых лазеров

Теория газовых лазеров в основном опирается на самосогласованную полуклассическую теорию поля лазера, одним из разработчиков которой является У. Лэмб [1]. Подход к решению задач, связанных с газовой лазерной системой в формулировке Лэмба в настоящее время является наиболее плодотворным в части объяснения экспериментальных результатов и предсказания новых эффектов. В частности, провал в центральной части кривой выходной мощности газового лазера был предсказан Лэмбом на основе использования своей теории и получил название лэмбовского провала.

Интенсивность колебаний оптического излучения удовлетворяет уравнению [1]

$$E_n^2 = \frac{\alpha_n}{\beta_n} \qquad [87]$$

где

$$\alpha_n = \frac{\nu}{2Q_n}\left\{\left[\frac{\operatorname{Im}Z(\nu_n-\omega)}{\operatorname{Im}Z(0)}\right]N-1\right\}, \qquad [85]$$

$$\beta_n = \frac{\nu\pi^{1/2}Np^2}{16Q_n\cdot\hbar^2\gamma_a\,\gamma_b\operatorname{Im}Z(0)}[1+\gamma_{ab}^2\;L(\nu_n-\omega)] \qquad [86]$$

В относительных величинах с учетом [85], [86] уравнение [87] запишется

$$\frac{(pE)^2}{\hbar^2\gamma_a\,\gamma_b} = \frac{8}{\pi^{1/2}}\cdot\frac{\operatorname{Im}Z(\nu_n-\omega)-N^{-1}\operatorname{Im}Z(0)}{1+\gamma_{ab}\;L(\nu_n-\omega)}, \qquad [96']$$

где $\hbar$ =1.054·10^{-34} дж·сек - постоянная Планка

$\gamma_a = \gamma_b$ =10^7 - 10^8 1/сек - константы затухания уровней a и b

γ_{ab} =10^7-10^8 - постоянная лоренцевской формы линии

E - электрическое поле электромагнитной волны лазерного излучения внутри активной среды, которое необходимо найти.

р- матричный элемент дипольного момента, известно, что это есть произведение величины заряда электрона на расстояние, численное значение величины неизвестное.

$\operatorname{Im}Z(\nu_n-\omega)$ - мнимая часть Z-функции.

ImZ(0) - мнимая часть Z-функции при отстройке по частоте от центра равной нулю, ImZ(0)=$\pi^{1/2}$.

$N = \dfrac{\overline{\overline{N}}}{\overline{\overline{N}}_T}$ - относительное возбуждение, где

$\overline{\overline{N}}$ - плотность возбуждения, усредненная по объему резонатора,

$\overline{\overline{N}}_T$ - пороговое значение возбуждения в случае, когда резонатор настроен на максимум атомной линии излучения.

$L(\nu_n - \omega) = \left[\gamma_{ab}^2 + (\nu_n - \omega)^2\right]^{-1}$ - функция Лоренца.

Формулы для интенсивности [87] , [96'] получены в третьем порядке теори возмущений для поляризации , а поэтому также для напряженности поля E электромагнитной волны. Это значит, согласно правилам разложения в ряд, что все относительные величины (безразмерные), которые относятся к напряженности поля E , во втором порядке по разложению в ряд не должны превышать 0.1, чтобы четвертым порядком можно было пренебречь - 0.01. Это является существенным приближением и ограничением для измеряемой величины. В [96'] было сделано еще одно приближение: в функции ImZ(ν_n-ω) отношением $\dfrac{\gamma_{ab}}{Ku}$ пренебрегли , т.е. приравняли его к нулю, при этом

$$\operatorname{Im} Z(\nu_n - \omega) \approx \pi^{1/2} \exp\left(-\frac{(\Omega_n - \omega)^2}{(Ku)^2}\right)$$

мнимая часть Z-функции приобрела явный вид, что дало возможность записать зависимость уровня мощности [96'] (по словам автора) от возбуждения и расстройки приближенно в явном виде

$$\frac{(pE_n)^2}{\hbar^2 \gamma_a \gamma_b} = 8 \frac{\exp\left[-\dfrac{(\Omega_n - \omega)^2}{(Ku)^2}\right] - N^{-1}}{1 + \dfrac{1}{1 + \dfrac{(\Omega_n - \omega)^2}{\gamma_{ab}^2}}}. \qquad [96]$$

Чтобы связывать формулу [96] с экспериментально полученными параметрами необходимо помнить, что относительная величина, называемая автором параметром насыщения, не должна превышать

$$I_n = \frac{1}{2} \frac{(pE_n)^2}{\hbar^2 \gamma_a \gamma_b} << 1, \qquad [98]$$

а также соблюдать отношение $\dfrac{\gamma_{ab}}{Ku} << 1$.

Из [96], [98] следует такая зависимость для максимальной величины относительного возбуждения N:

$$0.1 = 8\frac{1-N^{-1}}{1+1}, \qquad (1)$$

откуда получим, что относительное возбуждение не должно превышать

$$N = \frac{1}{1-\frac{0.1}{4}} = 1.025641. \qquad (2)$$

С учетом сказанного была составлена программа ulemb на языке FORTRAH для вычисления контура выходной мощности в зависимости от расстройки относительно центра. Распечатка вычисления этой программы приводится ниже.

Программа ulemb

Введите данные: ku,dul,du0n,du0k,kp,sn,

ku= .3000E+09 γ_{ab}= .3000E+08 du0n= .0000E+00

du0k= .5000E+08 N= .1026E+01 sn= 11

in= .1000E+00 du0= .0000E+00

in= .1002E+00 du0= .5000E+07

in= .1006E+00 du0= .1000E+08

in= .1000E+00 du0= .1500E+08

in= .9722E-01 du0= .2000E+08

in= .9096E-01 du0= .2500E+08

in= .8027E-01 du0= .3000E+08

in= .6452E-01 du0= .3500E+08

in= .4341E-01 du0= .4000E+08

in= .1683E-01 du0= .4500E+08

in=-.1515E-01 du0= .5000E+08

Где ku - ширина доплеровски уширенной линии усиления,

dul=γ_{ab} - ширина лоренцевской формы линии,

du0n - du0k - начало и конец отстройки относительно центра контура усиления, поделенное на sn-1 отрезков.

sn - количество точек вычисления.

N=kp - относительное возбуждение.

in=$\dfrac{(p \cdot E_n)^2}{\hbar^2 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_b}$ - относительный уровень мощности. График зависимости от отстройки частоты относительно центра контура усиления согласно

таблицы приведен ниже.

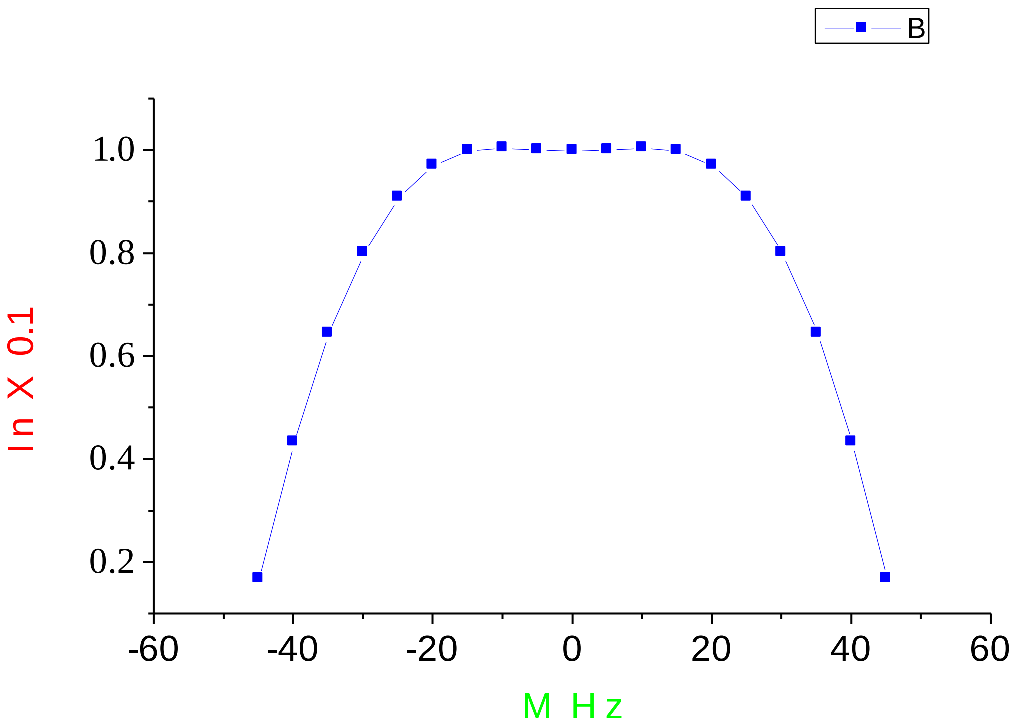

Рис. 1

При перечисленных ограничениях на применение результирующей формулы [96] ($\frac{(p \cdot E_n)^2}{\hbar^2 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_b} << 1$, $\frac{\gamma_{ab}}{ku} << 1$), которая следует из теории, можно сделать вывод, что более глубокую впадину между двумя максимумами (Рис.1), что наблюдается на эксперименте, получить невозможно.

Также следует отметить, что величина $\frac{(p \cdot E_n)^2}{\hbar^2 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_b}$ не есть относительный уровень мощности излучения, как утверждает автор, а, согласно размерности величин, которые стоят в формуле , есть величина квадрата относительной энергии. По законам физики, внутри активной среды должна рассматриваться плотность энергии - $(E_n^2) = u_n$, а на выходе лазера должна рассматриваться выходная мощность лазера - $W = \hbar \cdot \nu \cdot \beta \cdot u_n \cdot \Delta N$, где $(\beta \cdot u_n)$ - вероятность вынужденного перехода атома с излучением кванта энергии $(\hbar \cdot \nu)$, β - коэффициент Эйнштейна для вынужденного перехода атома, ΔN - разность населенности атомов в объеме активной среды. Параметр насыщения $\frac{(pE_n)^2}{\hbar^2 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_b}$, который фигурирует в конечной формуле [96] теории Лэмба , не относится ни к плотности энергии внутри среды, ни к выходной мощности на выходе лазера.

В формулу параметра насыщения входит матричный элемент дипольного момента - р, величина которого не приводится в справочниках и является величиной неизвестной. Если бы величина р была известна, параметр насыщения можно было бы представить в виде относительной плотности энергии внутри среды:

$$u_n = \frac{(E_n)^2}{\left(\hbar/p\right)^2 \cdot \gamma_a \cdot \gamma_b}.$$

Но это сделать невозможно, так как из "Основ оптики" [2] известно, что величина дипольного момента р атома равна:

$$p = \alpha \cdot E_n\ ,$$

где α - поляризуемость атома, и пропорциональна неизвестной величине E_n .

Такое несоответствие, как квадрат энергии вместо выходной мощности в конечном результате теории, заключается в том, что примененное в теории условие самосогласованности (индуцированное поле равно исходному) - ошибочно. Индуцированное поле ответственно за выходную мощность лазера, а исходное поле зависит от добротности резонатора и той энергии электромагнитного поля, которую он накопит при выходе лазера на стационарный режим. Индуцированное поле пропорционально исходному полю, но не равно ему. Индуцированное поле ответственно за коэффициент усиления активной среды и является добавкой к исходному полю, которая идет в выходное излучение лазера.

В связи с вышеизложенными недостатками метода самосогласованных уравнений в теории газовых лазеров, предлагается балансный метод с применением кинетических уравнений [3] многоуровневых систем неподвижных активных атомов с трансформированием метода на газовые системы активных сред.

Литература

1. Под редакцией О.В. Богдановича, О.Н. Крохина, Квантовая оптика и квантовая радиофизика, 315-369, (1966).
2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 113, (1970).
3. А. Сигмен, Мазеры, 158, (1966).