

22

ТРЕХУРОВНЕВЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР<sup>1)</sup>

И.М.Бегеров, В.П.Чеботаяев

1. Здесь сообщается о газовом оптическом генераторе, в котором усиление, необходимое для генерации, создается внешним излучением от другого лазера. Исследовалась пара переходов  $3s_2 - 2p_4$  ( $\lambda_1 = 0,63 \text{ мк}$ ) и  $2s_2 - 2p_4$  ( $\lambda_2 = 1,15 \text{ мк}$ ) неона (рис.1). Внешнее поле на  $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ , резонансное одному из двух смежных переходов  $3s_2 - 2p_4$ , создает провал в распределении атомов по скоростям на общем уровне  $2p_4$  (провал Беннетта [1]). В результате линия усиления на переходе  $2s_2 - 2p_4$  представляет узкий пик лоренцевой формы. Существенно, что этот пик

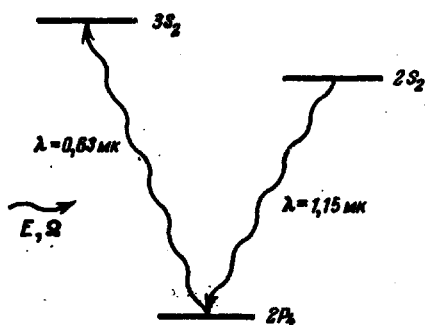


Рис. 1. Схема рабочих уровней

создается атомами, проекции скоростей которых на направление распространения внешнего поля лежат в узком интервале  $\Delta v = (\gamma_{3s_2} + \gamma_{2p_4})/k_1$ , где  $\gamma$  — ширина уровня,  $k_1$  — волновое число. Спектральные характеристики генератора на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  при этом значительно отличаются от тех, которые наблюдались до сих пор в газовых лазерах, поскольку генерация на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  осуществляется как бы атомным пучком. Однако, полная аналогия с атомным пучком ограничена нелинейными эффектами взаимодействия резонансных полей в квантовой системе [2–5], которые приводят к изменению формы линии излучения и поглощения слабого поля в присутствии сильного. Для движущихся атомов это взаимодействие обуславливает зависимость формы линии излучения и поглощения

<sup>1)</sup>Работа докладывалась на Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, октябрь, 1968.

на переходе  $2s_2 - 2p_4$  от направления распространения поля (нелинейные интерференционные эффекты) [6].

2. Излучение перестраиваемого однододового He-Ne лазера на длине волны  $\lambda = 0,63 \text{ мк}$  мощностью  $\sim 15 \text{ Мвт}^1$  проходило через рядную трубку 3 с чистым Ne, которая одновременно являлась активной средой лазера на длине волны  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  (рис. 2). Описываемые здесь эксперименты проводились при давлениях неона  $0,3 - 0,5 \text{ мм рт.ст.}$ . В этих условиях всегда наблюдалось поглощение на переходе  $3s_2 - 2p_4$  и генерация на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  возникала лишь при наличии внешнего поля.

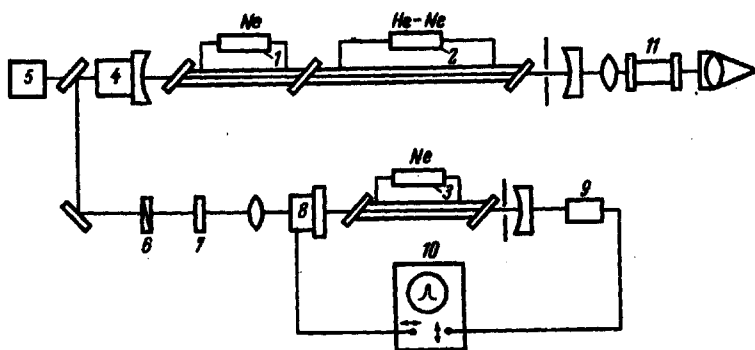


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1, 2, 3 – источники питания, 4, 8 – пьезокерамики, 5 – фотоэлемент, 6 – поляризатор, 7 – пластинка  $\lambda/4$ , 9 – приемник ИК излучения, 10 – осциллограф, 11 – интерферометр Фабри – Перо

Эксперимент состоял в сканировании частоты лазера на  $1,15 \text{ мк}$  при фиксированных расстройках  $\Omega$  частоты лазера на  $0,63 \text{ мк}$  относительно центра линии поглощения. При  $\Omega = 0$  генерация на  $1,15 \text{ мк}$  наблюдалась вблизи центра линии в виде одного пика (рис. 3, б). При двухкратном превышении усиления над порогом ширина интервала, в котором происходила генерация, составила  $75 \pm 10 \text{ МГц}$ . При  $\Omega \neq 0$  пик генерации на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  раздваивался, причем кривая мощности генерации на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  как функция расстройки частоты от центра линии  $\Omega'$  была асимметричной; знак асимметрии определялся знаком расстройки  $\Omega$  (рис. 3, а и 3, в).

3. Объяснение наблюдаемых кривых (рис. 3) может быть дано на основе представления о провалах Беннетта с учетом нелинейных интер-

<sup>1)</sup> Селекция обеспечивалась поглощающей ячейкой с Ne по [7].

Контроль мощности и состава мод производился фотоэлементом 5 и интерферометром Фабри – Перо 11 (рис. 2).

ференционных эффектов. Усиление на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  в поле стоячей волны можно рассматривать как сумму усиления двух волн, бегущих в противоположных направлениях. Когда одна из бегущих волн резонансна с атомами, имеющими скорости в области провала Беннетта, усиление будет максимальным. Поэтому при  $\Omega \neq 0$  один провал Беннетта на уровне  $2p_4$  даст два пика на кривой усиления для перехода  $2s_2 - 2p_4$ .

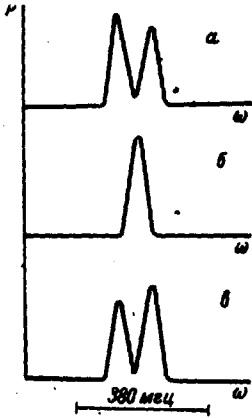


Рис. 3. Осциллограмма зависимости мощности генерации лазера на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$  от частоты при различных расстройках  $\Omega$  частоты лазера на  $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ : а -  $\Omega < 0$ , б -  $\Omega = 0$ , в -  $\Omega > 0$

отстоящих от центра линии на величины  $\Omega'_{1,2} = \pm (k_2/k_1)\Omega$ . Как показано в [6], для перехода  $2s_2 - 2p_4$  влияние сильного поля на  $\lambda = 0,63 \text{ мк}$  на вероятность поглощения в  $k_2\tilde{\nu}/\Gamma_2$  раз больше, чем на вероятность вынужденного излучения ( $k_2\tilde{\nu}$  и  $\Gamma_2$  - доплеровская и лоренцова ширины перехода  $2s_2 - 2p_4$ ). Учитывая это, из [6] можно получить усиление на линии  $1,15 \text{ мк}$  как разность между индуцированным излучением с уровня  $2s_2$  и поглощением на уровне  $2p_4$ :

$$G_{1,15} = e^{-\left(\Omega' / k_2 \tilde{\nu}\right)^2} \left\{ G_0 + T_0 \frac{1,15 |pE|^2}{A_{0,63} \hbar^2 \gamma_{3s_2, 2p_4}} \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2 \gamma_{3s_2} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{\Gamma_+}{\left(\Omega' - \frac{k_2}{k_1} \Omega\right)^2 + \Gamma_+^2} + \frac{\Gamma_-}{\left(\Omega' + \frac{k_2}{k_1} \Omega\right)^2 + \Gamma_-^2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $G_0$  - ненасыщенное усиление или поглощение в центре линии  $1,15 \text{ мк}$ ,  $T_0$  - ненасыщенное поглощение в центре линии  $0,63 \text{ мк}$ ,  $A$  - вероятность спонтанного перехода,  $E$  - амплитуда поля на  $\lambda = 0,63 \text{ мк}$ ,  $p$  - матричный элемент дипольного момента перехода  $3s_2 - 2p_4$ ,  $\Gamma_+$  и

$\Gamma_+$  — ширины пиков для волн различных направлений, равные:

$$\begin{aligned} \Gamma_- &= \gamma_{2s_2} + \gamma_{2p_4} + \frac{k_2}{k_1} (\gamma_{3s_2} + \gamma_{2p_4}) & k_2 k_1 < 0, \\ \Gamma_+ &= \gamma_{2s_2} + \gamma_{2p_4} + \frac{k_2}{k_1} (\gamma_{3s_2} + \gamma_{2p_4}) & k_2 k_1 > 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Из формул (1, 2) видно, что волна на 1,15 мк, распространяющаяся в том же направлении, что и волна на 0,63 мк, испытывает в максимуме большее усиление, чем волна, бегущая в противоположном направлении, хотя обе они взаимодействуют с одной и той же группой атомов. Поэтому условие генерации будет выполнено для расстройек  $\Omega_2' = (k_2/k_1)\Omega$  раньше, чем для  $\Omega_2'' = -(k_2/k_1)\Omega$ . В режиме генерации на 1,15 мк мощность генерации будет зависеть от характера насыщения перехода  $2s_2 - 2p_4$ , которое не рассматривалось в теории [6]. Однако, при малых превышениях можно ожидать, что форма линии генерации будет отражать спектральную зависимость усиления (1). Поэтому на кривой зависимости мощности генерации на 1,15 мк от частоты возникнут два пика, причем при достаточно большой расстройке  $\Omega$  каждый пик будет соответствовать усилению волны, бегущей только в одном направлении. Различие в усилении для волн, бегущих в противоположных направлениях, возникающее вследствие интерференционных эффектов, скажется в мощности генерации в двух пиках, соответствующих расстройкам  $\Omega_1' = -(k_2/k_1)\Omega$  и  $\Omega_2'' = -(k_2/k_1)\Omega$ . Все эти выводы соответствуют наблюдаемой в эксперименте асимметрии формы линии генерации на 1,15 мк. Отметим, что зависимость формы линии спонтанного излучения из резонатора He — Ne лазера от направления наблюдения, обнаруженная недавно Х.Холт [7], имеет, по-видимому, ту же физическую природу. Наш эксперимент показал, что нелинейные интерференционные эффекты могут существенно изменять форму линии усиления и условия генерации в трехуровневом газовом лазере. При определенном выборе переходов можно практически полностью "исключить" движение атомов и получить линию усиления, обладающую необычными спектральными свойствами (с шириной, уже естественной на данном переходе [6]) в одном из направлений. В связи с этим представляют интерес исследования с кольцевым лазером.

В заключение отметим, что трехуровневый газовый лазер вместе с другими прямыми методами наблюдения провалов Беннетта, например

в спонтанном излучении, может успешно использоваться для определения радиационных и столкновительных ширин, для исследования лазера в магнитном поле, а также для стабилизации частоты мощных газовых лазеров. Использование молекулярных систем с накачкой монохроматическим излучением по трехуровневой схеме позволит, по-видимому, получить усиление на новых длинах волн со сверхузкой линией.

Авторы глубоко благодарны С.Г.Раутиану и А.К.Попову за полезные советы при обсуждении интерференционных эффектов.

Институт  
физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступило в редакцию  
14 января 1969 г.

### Литература

- [1] W. R. Bennett, Jr. *Phys. Rev.*, **126**, 580, 1962.
- [2] В.М.Конторович, А.М.Прохоров. *ЖЭТФ*, **33**, 1428, 1957.
- [3] A. Iavan. *Phys. Rev.*, **107**, 1579, 1957.
- [4] С.Г.Раутиан, И.И.Собельман. *ЖЭТФ*, **41**, 456, 1961.
- [5] Т.Я.Попова, А.К.Попов. *ЖЭТФ*, **52**, 1517, 1967.
- [6] Г.Е.Ноткин, С.Г.Раутиан, А.А.Феокистов. *ЖЭТФ*, **52**, 1673, 1967.
- [7] В.П.Чеботаев, И.М.Бетеров, В.Н.Лисицын. Докл. на 5-ой Международной конф. по квантовой электронике, Майами, май, 1968.