

При больших интенсивностях атомного пучка и при достаточно больших полях (≈ 50 э) наблюдалось изменение знака поляризации, чего никак не должно быть при нормальном эффекте Ханле. Благодаря дополнительному вращению плоскости поляризации средой в магнитном поле — эффекту Фарадея — наблюдаемая плоскость поляризации поворачивается больше, чем на предельный для чистого эффекта Ханле угол в 45° .

Изменение относительных интенсивностей компонент с. т. с. приводит также к изменению отношения сигналов второго и третьего пересечений (рис. 1). Сигнал третьего пересечения пропадает при отсутствии в возбуждающем свете компоненты с. т. с. с $F=2$. В экспериментах с поглощающей ячейкой диапазон изменения относительных интенсивностей компонент с. т. с. недостаточно широк, чтобы разделить сигналы второго и третьего пересечений.

По своим целям и результатам настоящая работа перекликается с работами Сириеса и др. [8, 9], в которой сигналы пересечений сужались и отделялись друг от друга с помощью задержки момента наблюдения относительно момента возбуждения; Бейлиса [10] и Краинской [11], которые предложили использовать оптическую накачку на зеемановские компоненты основного состояния для подавления сигналов нулевого пересечения.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность М. П. Чайка, Н. И. Калитеевскому за постоянное внимание и интерес к работе, Г. И. Хвостенко и Р. И. Семенову за полезные обсуждения и помощь.

Литература

- [1] Э. Альтман, А. Машинский, М. Чайка. *Опт. и спектр.*, 26, 127, 1969.
- [2] Г. В. Маркова, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 17, 319, 1964.
- [3] H. Buska, J. Neuj, G. Herpke. *Zs. Ang. Phys.*, 20, 354, 1966.
- [4] I. P. Barrat. *J. Phys. Rad.*, 20, 541, 633, 1959.
- [5] D. Lecler, I. P. Barrat. *Intern. Conf. on Optical Pumping and Atomic Line Shape*, 1968. Варшава, Abstracts of Papers, 78.
- [6] D. Lecler. *J. de Phys.*, 29, 739, 1968.
- [7] Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 26, 351, 1969.
- [8] A. Corney, B. P. Kibble, G. W. Series. *Proc. Roy. Soc.*, 293, 70, 1966.
- [9] G. Corley, B. P. Kibble, G. W. Series. *Proc. Phys. Soc.*, 1, 724, 1968.
- [10] W. E. Baylis. *Phys. Lettr.*, 26A, 414, 1968.
- [11] M. Krainska. *Intern. Conf. on Optical Pumping and Atomic Line Shape*. 1968. Abstracts of Papers, 73.

Поступило в Редакцию 17 июня 1969 г.

УДК 621.375.9 : 535+535.34

НАСЫЩАЮЩЕЕСЯ ПОГЛОЩЕНИЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.06 МКМ В СТЕКЛЕ

А. М. Бонч-Бруевич, С. Е. Потапов и Я. И. Ханин

В работе [1] нами показано, что пичковая структура излучения лазера, связываемая с насыщающимся поглощением в стекле с неодимом [2], обнаруживается только при действии на стекло излучения ламп накачки с $\lambda < 450$ нм. В настоящей работе сообщается об экспериментах, поставленных для выяснения, приводит ли действие этого излучения к заселению высокорасположенных энергетических состояний ионов неодима, с которых возможно дальнейшее поглощение на длине волны генерации, или насыщающееся поглощение стимулируется коротковолновым участком спектра накачки в самой стеклянной матрице безотносительно к присутствию в ней ионов Nd^{3+} .

В одном резонаторе (зеркала с коэффициентами отражения 0.99 и 0.5 и радиусами кривизны $r=1.5$ м, находящимися на расстоянии $d=1$ м) соосно располагались

стержень из стекла КГСС-7 (диаметром 20 мм и длиной 260 мм), служивший активным элементом, и стержень такого же размера из основы стекла КГСС, не содержащей ионов Nd^{3+} (пассивный элемент). Активный элемент защищался от коротковолнового компонента излучения ламп накачки светофильтром с резкой границей вблизи 450 нм; такой же светофильтр или светофильтр с $\lambda_{\text{гр.}} < 450$ нм мог помещаться между пассивным элементом и облучающими его лампами накачки.

Если пассивный элемент не облучается вовсе или отделен от окружающих его ламп накачки светофильтром, отсекающим излучение с $\lambda < 450$ нм, то наблюдается квазистационарная генерация (рис. 1, а). Вместе с тем если при возбуждении активного элемента излучением с $\lambda > 450$ нм пассивный элемент облучается светом с $\lambda < 450$ нм, излучение лазера приобретает характер ярко выраженной периодической последовательности отдельных пиков (рис. 1, б). Интервалы времени t_1 между пиками, их длительность t' и амплитуда существенно зависят от длины l облучаемой

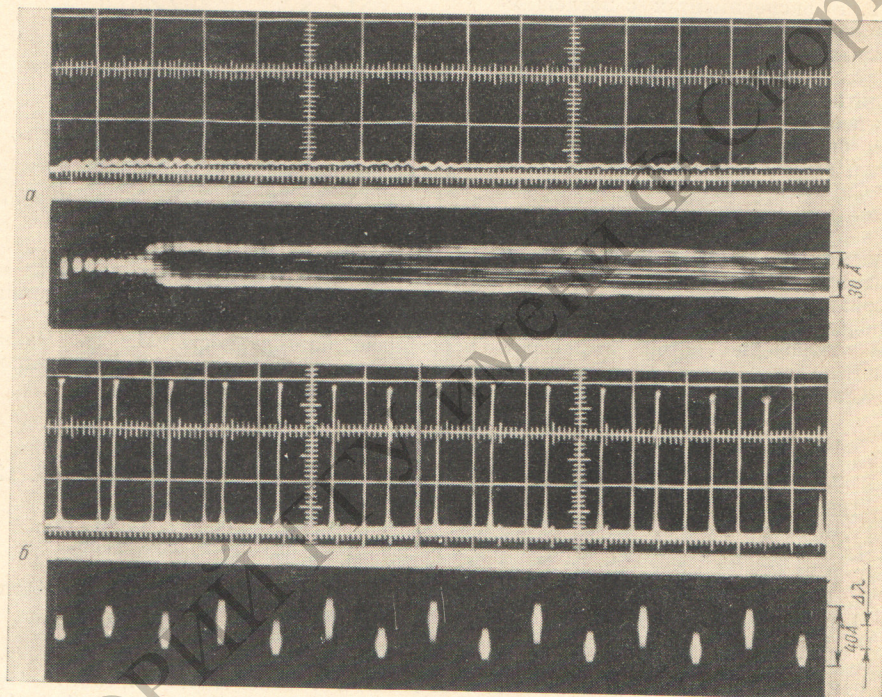


Рис. 1. Осциллограммы интенсивности и временные развертки спектров генерации.

а — квазистационарная генерация при невозбужденном пассивном элементе; б — режим незатухающих пиков при возбуждении пассивного элемента излучением с $\lambda < 450$ нм. Скорость развертки — 25 мксек./дел.

части пассивного стержня (рис. 2). С увеличением l при прочих равных условиях амплитуда пиков и интервалы между ними растут, а общее число пиков за одну вспышку и их длительность падают. Так, например, при $l=1$ см $t_1=5$ мксек. и $t'=2$ мксек., а при такой же накачке, но $l=20$ см, $t_1=30$ мксек., а $t'=0.1$ мксек.

Полученные результаты однозначно показывают, что насыщающееся поглощение возникает в стекле независимо от присутствия в нем примеси неодима и стимулируется относительно коротковолновым излучением ламп накачки. Следует отметить, что аналогичный указанному переход от квазинепрерывной к пиковой генерации наблюдается при замене неактивированного неодимом стеклянного стержня кюветой со слабым раствором органического красителя, обычно используемого для модуляции добротности резонатора лазера. Отметим также, что не всякое неактивированное белое стекло обнаруживает способность модулировать добротность резонатора на длине волны 1.06 мкм. Например, при облучении помещенных в резонатор стекол К8 и БК-10 никаких изменений в кинетике генерации не наблюдается.

Представляется интересным оценить параметры, характеризующие наведенное насыщающееся поглощение в стекле, имея в виду, что следующим шагом должно быть установление и исследование физической природы центров, ответственных за это поглощение. Оценка может быть сделана на основе уравнений баланса, учитывающих наличие нелинейного поглощения [3]. В случае малости нелинейных потерь по срав-

нению со всей суммой потерь в резонаторе (отражены эти величины обозначим τ_2) период следования пачек линейно зависит от длины насыщающегося поглощающего

$$t_1 = \tau_2 \frac{\alpha l}{\alpha - 1} + C. \quad (1)$$

Здесь τ_n — время жизни иона Nd^{3+} на метастабильном уровне, α — превышение мощности накачки над пороговым значением, C — некоторый параметр, зависящий от α . Формула (1) справедлива при условии $\tau_2 l \ll 1$, которое в наших опытах выполнялось, поскольку облучение пассивного элемента не сказывалось заметным образом на величине пороговой накачки.

Выражение (1) позволяет по известной экспериментальной зависимости $t_1 = t_1(l)$, приведенной на рис. 2, определить удельную величину относительных нелинейных потерь. Найденное таким образом значение τ_1 для основы стекла КГСС-7 оказалось порядка $(3 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$. При уменьшении длины облучаемой части пассивного элемента до некоторого значения $l_{кр}$, пиковый режим генерации переходит в квазипрерывный. Граница области устойчивости, согласно [3], удовлетворяет условию

$$\frac{\tau_n}{\tau_p} \tau_1 l_{кр} = \frac{\sigma_n \tau_n}{\sigma_n \tau_n},$$

где τ_p — время жизни фотонов в резонаторе, σ_n — сечение индуцированного поглощения ионов неодима, σ_n — сечение насыщающегося поглощения на $\lambda = 1.06$ мкм, τ_n — время восстановления населенности уровня, с которого происходит поглощение. В наших опытах при $\alpha = 3$ границе пикового и квазистационарного режимов отвечало значение

$l_{кр} \approx 1$ см и, поскольку отношение $\frac{\tau_n}{\tau_p} \sim 10^5$, ве-

личина $\frac{\sigma_n \tau_n}{\sigma_n \tau_n} \sim 50$.

Полученные цифры следует рассматривать как дающие только порядок соответствующих величин. Заметные погрешности, по-видимому, вносит неравномерное распределение центров по сечению пассивного элемента, что приводит к заниженным значениям t_1 при больших длинах пассивного стержня и отклонению экспериментальной зависимости $t_1 = t_1(l)$ от линейной. Кроме того, эффективность образования центров насыщающегося поглощения падает из-за общего возрастания поглощения стекла под действием излучения с $\lambda < 450$ нм [4], и поэтому измеряемая величина t_1 зависит от предистории пассивного стержня.

Из описанных опытов однозначно следует, что возникновение центров насыщающегося поглощения определяется свойствами стекла-матрицы и не связано с его активацией ионами неодима. Стержень из неактивированного стекла, помещенный в резонатор вместе с активным телом, можно использовать в качестве твердотельного затвора, управляемого ультрафиолетовым облучением. Изменяя интенсивность последнего, можно в широких пределах варьировать частоту следования импульсов излучения лазера.

Помимо обсуждавшегося выше, было найдено, что с увеличением t_1 интервалы между центрами тяжести спектров излучения отдельных пачек $\Delta\lambda$ (рис. 1, б) уменьшаются и при $t_1 \approx 40$ мсек. возбуждение генерации периодически и неизменно повторяется в области максимума линии возбуждения между ионами Nd^{3+} в пределах контура люминесценции происходит за времена порядка 10^{-5} – 10^{-4} сек.

В заключение авторы благодарят И. М. Бужинского за помощь в работе и полезные дискуссии.

Литература

- [1] А. М. Бонч-Бруевич, С. Е. Потапов. Опт. и спектр., 28, 000, 1970.
- [2] E. Snitzer, R. Woodcock. IEEE J. Quant. Electron., QE-2, 627, 1966.
- [3] В. И. Беспалов, Е. И. Якубович. Изв. вузов, радиофизика, 8, 909, 1965.
- [4] И. М. Бужинский, А. А. Егорова, В. В. Любимов, Б. Тойметов. Опт.-мех. промышл., № 11, 77, 1968.

Поступило в Редакцию 18 июня 1969 г.

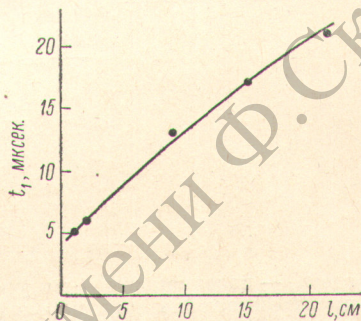


Рис. 2. Зависимость временного интервала между пачками от длины засвеченной части неактивированного стержня.