

## ГЕНЕРАЦИЯ ГИГАНТСКОГО ИМПУЛЬСА В РУБИНЕ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А. М. Леонтович, Е. Д. Баева, А. М. Можаровский

Динамика генерации гигантского импульса в ОКГ на рубине при комнатной температуре изучена в настоящее время достаточно подробно /1-4/. Как известно, одним из наиболее эффективных методов получения гигантских импульсов является использование насыщающихся фильтров. Однако в этом случае генерация практически осуществима лишь при начальных пропусканиях фильтров не менее 8%, поскольку предельное значение коэффициента усиления рубина при комнатной температуре невелико ( $0,4 \text{ см}^{-1}$ ). В то же время наибольший практический интерес должно представлять использование минимальных начальных пропусканий, поскольку именно в этом случае достигаются минимальные значения длительности импульса и максимальная пиковая мощность. В связи с этим весьма перспективным представляется использование в качестве активной среды рубина при низкой температуре, так как при охлаждении рубина происходит значительное увеличение сечения рабочего перехода /5/, что дает возможность без труда получить большие значения коэффициента усиления.

Данная работа посвящена исследованию параметров гигантского импульса ОКГ на рубине при азотной температуре. Исследовались длительность импульса, его энергия, ширина спектра и распределение поля в ближней и дальней зоне.

В работе использовалась обычная схема ОКГ с пассивным затвором. В качестве активного элемента был взят рубиновый стержень с шероховато-прозрачной боковой поверхностью, длиной 230 мм, диаметром 14 мм, торцы которого были срезаны под углом Брюстера. Рубин охлаждался парами азота до температуры  $-180^{\circ}\text{C}$ . Геометрия резонатора оставалась постоянной в течение всего

эксперимента. Использовались два плоских зеркала с коэффициентами отражения 30% и 100%. Оптическая длина резонатора составляла 80 см. Просветляющийся фильтр помещался между рубином и глухим зеркалом. В качестве фильтра использовалась кивета толщиной 5 мм с раствором криптоцианина в этиловом спирте. Начальное пропускание фильтра изменялось от 25% до 0,03%.

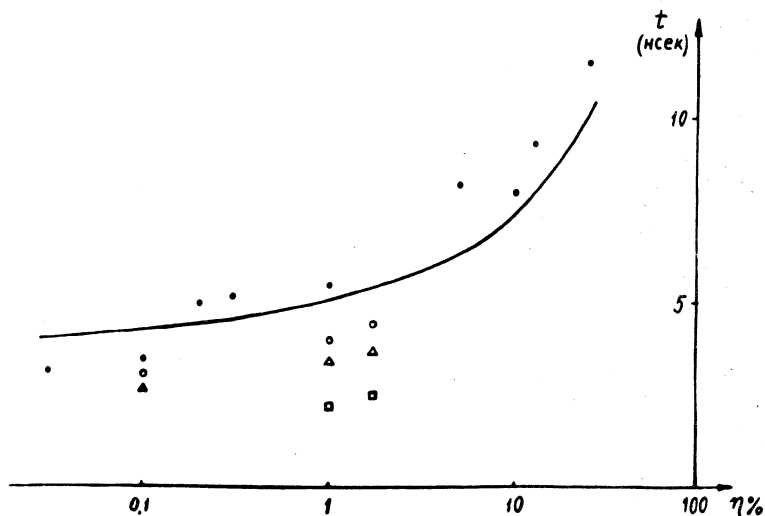
Накачка производилась в тесном советителе двумя лампами ИФП-5000 с питанием от батареи конденсаторов емкостью 1200 мкф. Измерение характеристик генерации импульса производилось в пороговых условиях, так что при уменьшении пропускания фильтра от 25% до 0,03% приходилось менять напряжение на батарее конденсаторов от 2,3 до 4,0 кв. Однако для фильтров с начальным пропусканием 1% и выше однопикового режима получить не удавалось. При этом возбуждалось несколько импульсов с интервалом 40 - 80 мксек.

Измерение длительности импульсов производилось с помощью фотоэлемента ФЭК-09, сигнал с которого подавался на осциллограф ИЭ-7. Точность измерения была не хуже 1 нсек. Зависимость длительности импульса  $t$  от величины начального пропускания фильтра  $\eta$  приведена на рис. 1 (точки). Время нарастания импульсов было меньше времени их спада, что характерно для случая мгновенного включения добротности /6/. Введение в резонатор диафрагмы вызывало укорочение заднего фронта импульса. Минимальное значение длительности составляло 2,2 нсек.

Измеренные значения  $t$  довольно хорошо согласуются со значениями, рассчитанными по данным работы /1/ сплошная (кривая, рис. 1). Наблюдаемые отклонения экспериментальных данных от расчетных, вероятно, можно объяснить неточностью измерения пропускания фильтров (ошибка при измерении плотных фильтров могла доходить до 50%), а также неравномерным распределением инверсионной населенности и плотности излучения по объему резонатора в продольном и поперечном направлении.

Действительно, неоднородность поперечного распределения инверсии может привести к тому, что инверсия в разных точках сечения выгорает в разное время. Это явление, рассчитанное теоретически в работе /4/, наблюдалось экспериментально при комнатной температуре /2/.

При неравномерном поперечном распределении инверсии генерация начинается в точках сечения, где инверсия максимальна. В этом месте излучение прожигает в фильтре "дырочку", которая в дальнейшем расширяется за счет расходимости излучения.



Р и с. I. Зависимость длительности импульса  $t$  от начального пропускания фильтра  $\eta$ .

Сплошная кривая - значения  $t$ , рассчитанные по данным работы [1]; точки - экспериментальные значения  $t$ :  $\bullet$  - в резонаторе без диафрагмы,  $\circ$  - с диафрагмой 3,5 мм,  $\Delta$  - с диафрагмой 2,5 мм,  $\square$  - с диафрагмой 1,5 мм.

Время поперечного развития импульса можно легко оценить, зная угловую расходимость излучения и размер ближней зоны. В нашем случае эти величины определялись из интегральных снимков и составляли соответственно  $8 \cdot 10^{-3}$  и 0,5 см. Это дает для времени поперечного развития величину порядка 2 нсек. Как видно из рис. I, введение в резонатор диафрагмы, препятствующей поперечному развитию импульса, вызывает его укорочение примерно на ту же величину.

Аналогичное поперечное развитие, обнаруженное в работе /2/, происходит при больших временах (10 - 20 нсек). Развитие вызвано тем, что при комнатной температуре первоначальная расходимость меньше, порядка  $5 \cdot 10^{-4}$ . Увеличение расходимости в нашем случае возникает, по-видимому, за счет значительных неоднородностей распределения коэффициента усиления, а также из-за рассеяния на неоднородностях в рубиновом кристалле (оптическое качество используемого кристалла было весьма низким).

Измерение энергии импульсов производилось с помощью прибора ИЖК-1. Количество импульсов контролировалось с помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М в режиме целевой развертки. В случае нескольких импульсов вычислялась средняя энергия на один импульс. Полученные экспериментальные значения энергии  $E$  приведены в таблице 1.

Таблица 1

Зависимость энергии импульса  $E$  от начального пропускания фильтра  $\eta$

$\eta, \%$	10	4	1,8	1	0,3	0,06	0,03
$E, \text{ Дж}$	0,10	0,12	0,16	0,23	0,36	0,34	0,36

Значения энергии, рассчитанные по данным работы /1/, превышают экспериментальные значения в 2 - 3 раза. Расхождение, по-видимому, вызвано тем, что практически очень трудно определить как эффективный объем генерации, так и среднее значение инверсии в этом объеме.

Ширина спектра генерации  $\Delta_{\Gamma}$  измерялась интерферометром Фабри-Перо с базой 30 мм. Экспериментальные результаты приведены в таблице 2 совместно с теоретическими значениями, которые рассчитывались по формуле, приведенной в работе /7/:

$$\Delta_{\Gamma} = \frac{\Delta_{\text{Л}}}{4 \left( 1 + \frac{\varepsilon''_{\text{П}}}{6} \left| \frac{\omega}{\omega_0} \right| \right)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $\Delta_{\text{Л}}$  - ширина линии люминесценции,  $\varepsilon''_{\text{П}}$  - мнимая часть диэлектрической проницаемости в резонаторе с фильтром,  $\omega$  -

частота генерации,  $\omega$  - скорость накачки, выраженная в единицах изменения мнимой части диэлектрической проницаемости.

Таблица 2

Зависимость ширины спектра генерации  $\Delta_{\Gamma}$  от  
начального пропускания фильтра  $\eta$

$\eta, \%$	10	1,8	0,5	0,05
$\Delta_{\Gamma}, \text{см}^{-1}$ эксп.	0,060	0,047	0,045	0,043
теор.	0,052	0,038	0,038	0,040

При этом предполагалось, что спектр частот возникает при усилении спонтанного шума люминесценции, и в генерацию входят все моды, пороговые времена которых превосходят пороговое время первой моды менее, чем на время развития импульса.

Величина  $\Delta_{\lambda}$  определялась с помощью интерферометра Фабри-Перо и оказалась равной  $2,3 \text{ см}^{-1}$ . Расхождение теоретических и экспериментальных значений  $\Delta_{\Gamma}$  находится в пределах экспериментальных ошибок.

В заключение отметим, что полученные результаты по длительности генерации и пиковой мощности не являются предельными. Дальнейшее уменьшение длительности и увеличение мощности может быть достигнуто за счет уменьшения длины резонатора, увеличения начальной плотности фильтра, а также за счет более равномерного начального распределения инверсной населенности.

Авторы благодарны М. Д. Галанину за интерес и внимание к работе и В. Н. Сморчкову за помощь в работе.

Поступила в редакцию

11 мая 1972 г.

## Л и т е р а т у р а

1. W. G. Wagner, B. A. Lengyel. Journ. Appl. Phys., 34, 2040 (1963).
2. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, М. Н. Попова, М. Я. Щелев. ЖЭТФ, 53, 16 (1967).
3. А. С. Маркин. Труды ФИАН, 56, 3 (1971).
4. В. С. Летохов, А. Ф. Сучков. ЖЭТФ, 50, 1148 (1966).
5. D. F. Nelson, M. D. Sturge. Phys. Rev., 137, 1117 (1965).
6. А. А. Ковалев, В. А. Филипович, Л. А. Богдановская, Л. С. Мурашко. ЖПС, 9, 71 (1968).
7. А. М. Леонтович, В. Л. Чуркин. ЖЭТФ, 59, 7 (1970).