

УДК 621.378.325

ФИЗИКА

П. С. Погосян, В. Г. Симонян

Нелинейное рассеяние лазерного излучения в кристаллах рубина

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Миквеляном 8/VI 1977)

1. Нерезонансные потери в активных элементах твердотельных ОКГ в основном обусловлены наличием в них поглощающих включений (¹⁻²). При больших интенсивностях лазерного излучения происходит сильный нагрев этих включений, что является одной из основных причин разрушения активного материала (³). Таким образом, нерезонансные потери не только ограничивают предельные мощности ОКГ, но и определяют оптическую прочность резонансной среды.

До наступления необратимых процессов, приводящих к пробою, наблюдается нелинейная зависимость оптических и термоупругих констант резонансной среды от мощности лазерного излучения. В частности, становятся заметными нелинейное рассеяние и нелинейное поглощение, которые влияют на генерационные характеристики активного элемента. В связи с этим, представляет интерес исследование рассеяния и поглощения лазерного излучения в активных материалах вблизи порога разрушения.

В настоящей работе приводятся результаты исследований указанных эффектов в кристаллах рубина.

2. На эксперименте предварительно исследовалось линейное рассеяние в рубине при помощи He-Ne лазера. В качестве образца применяли рубиновый генерационный элемент длиной 80 мм диаметром 6 мм и с ориентацией оптической оси 90°. Такая ориентация позволяла вращением образца определить анизотропию рассеяния.

Результаты измерений показали, что общие потери в рубине зависят от ориентации оптической оси относительно поляризации падающего излучения. В зависимости от ориентации оптической оси кристалла коэффициент потерь менялся в пределах $0,024 \div 0,034 \text{ см}^{-1}$, причем $0,024 \text{ см}^{-1}$ соответствовал ориентации 0°, а $0,034 \text{ см}^{-1}$ — 90°. Интегральный коэффициент рассеяния составлял $\sim 8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

Эти измерения позволяют оценить параметры рассеивающих частиц. В предположении, что рассеивающие частицы статистически не

зависимы и имеют сферическую форму с эффективным радиусом a , для коэффициента рассеяния γ_p в см^{-1} получим (4):

$$\gamma_p = \frac{108\pi^3}{3\lambda^4} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 a^6 N_0, \quad (1)$$

где N_0 — концентрация рассеивающих частиц, λ — длина волны, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость частицы и матрицы, а коэффициент поглощения определится из следующего выражения:

$$\gamma_n = 24 \frac{\pi^2 \epsilon''}{\lambda |\epsilon + 2|^2} a^3 N_0, \quad (2)$$

где ϵ'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости.

Сравнивая (1) с (2) получаем для концентрации рассеивающих частиц следующее выражение:

$$N_0 = \frac{2 \cdot |\epsilon + 2|^3 |\epsilon - 1|^2 \gamma_n^2}{27 \epsilon''^2 \lambda^2 \gamma_p} \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что зная диэлектрическую проницаемость рассеивающих частиц, можно определить концентрацию по результатам измерений γ_n и γ_p . В наших исследованиях потери на рассеяние значительно меньше общих потерь, поэтому $\gamma_n \sim \gamma$, где γ — коэффициент общих потерь.

Если предположить, что в рубине основной вклад на рассеяние дают частицы никеля (5), т. е. $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = 17.43 + i13.22$, то для концентрации рассеивающих частиц получим значение $N_0 \sim 2.2 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$. При этом для среднего расстояния между рассеивающими частицами l получаем следующую оценку $l \sim 3.6 \cdot 10^{-4} \text{см}$.

Для эффективного размера рассеивающих частиц из (1) и (2) можно получить:

$$2a = \frac{\lambda}{\pi \sqrt[3]{\frac{2|\epsilon - 1|^2 \gamma_n}{9\epsilon'' \gamma_p}}}$$

Оценки, сделанные по этой формуле, дают следующее значение для $a \sim 2.5 \cdot 10^{-6} \text{см}$.

В реальной ситуации, в кристаллах рубина кроме никеля присутствует ряд других примесей (5) таких как титан, ванадий, железо, кобальт и т. д. Однако, с учетом этого обстоятельства наши оценки, приведенные выше, по порядку величины будут такими же.

3. Нелинейное рассеяние и потери исследовали на установке, блок схема которой показана на рис. 1. В качестве задающего генератора использовали рубиновый лазер с пассивным затвором (раствор фталоцианина ванадия в нитробензоле). Образец рубина подвергали действию сфокусированного лазерного пучка. Изменение уровня плотности излучения в образце производили с помощью градуированных светофильтров. Рассеянный свет регистрировали под углом 90° при по-

мощи коаксиального фотоэлемента ФК 9 и измерителя временных интервалов ИИ2—7. Контроль огибающей импульса осуществляли с помощью ответвителя и приемника ФК—9. Проходящий импульс линзой ($F=2$ см) направляли на регистрирующую аппаратуру

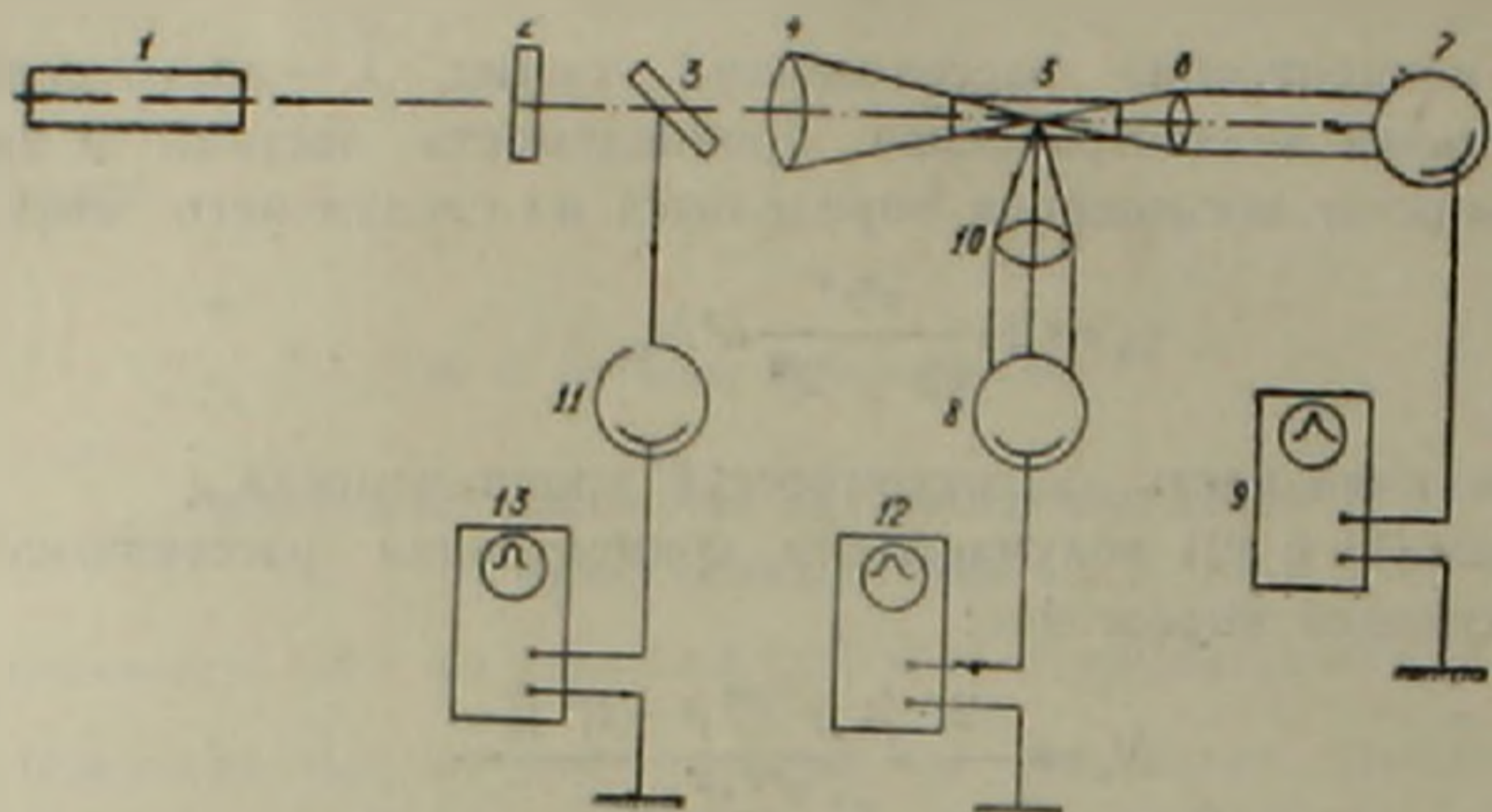


Рис 1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования нелинейного рассеяния лазерного излучения. 1—задающий генератор; 2—светофильтры; 3—длительная пластина; 4, 6, 10—линзы; 5—образец; 7, 8, 11—коаксиальные фотоэлементы ФК-9; 9, 12, 13—измерители временных интервалов ИИ2—7

Следует заметить, что те значения мощности лазерного излучения, при котором наблюдалась заметная нелинейность рассеяния, были близки к пороговой мощности разрушения. Оценка порога разрушения дала величину $\sim 4 \cdot 10^{10}$ вт/см².

Были исследованы временные характеристики рассеянного и проходящего излучений. На рис. 2 показаны характерные осциллограммы рассеянного и проходящего излучений при наличии сильной нелинейности. Из осциллограмм видно, что при наступлении нелинейности происходит искажение как рассеянного, так и проходящего импульса. Нами составлен график зависимости энергии рассеянного излучения от энергии падающего света (рис. 3). Хорошая линейная зависимость указывает на то, что в нелинейном рассеянии кроме мощности существенное значение имеет также энергия импульса. В пользу такого вывода говорит и тот факт, что с увеличением энергии входных импульсов (как показали наши наблюдения) максимум энергии рассеянных импульсов смещается в сторону переднего фронта. Нелинейные потери сказываются также на временные характеристики проходящего импульса. Сильно деформируется задний фронт, что приводит к уменьшению длительности импульсов. Это нельзя объяснить резонансным поглощением поскольку изменение резонансного поглощения за счет просветления наиболее сильно сказывается на переднем фронте импульса.

Кроме того отметим, что мы проводили изучение временных характеристик проходящего излучения как для случая, когда оптическая ось образца перпендикулярна к поляризации падающего излучения,

так и для случая, когда параллельна. В обоих случаях искажения наблюдались вблизи порога разрушения кристаллов и на заднем фронте импульсов. Это с другой стороны указывает на то, что как в нелинейном рассеянии, так и в нелинейном поглощении существенную роль играет энергия импульсов.

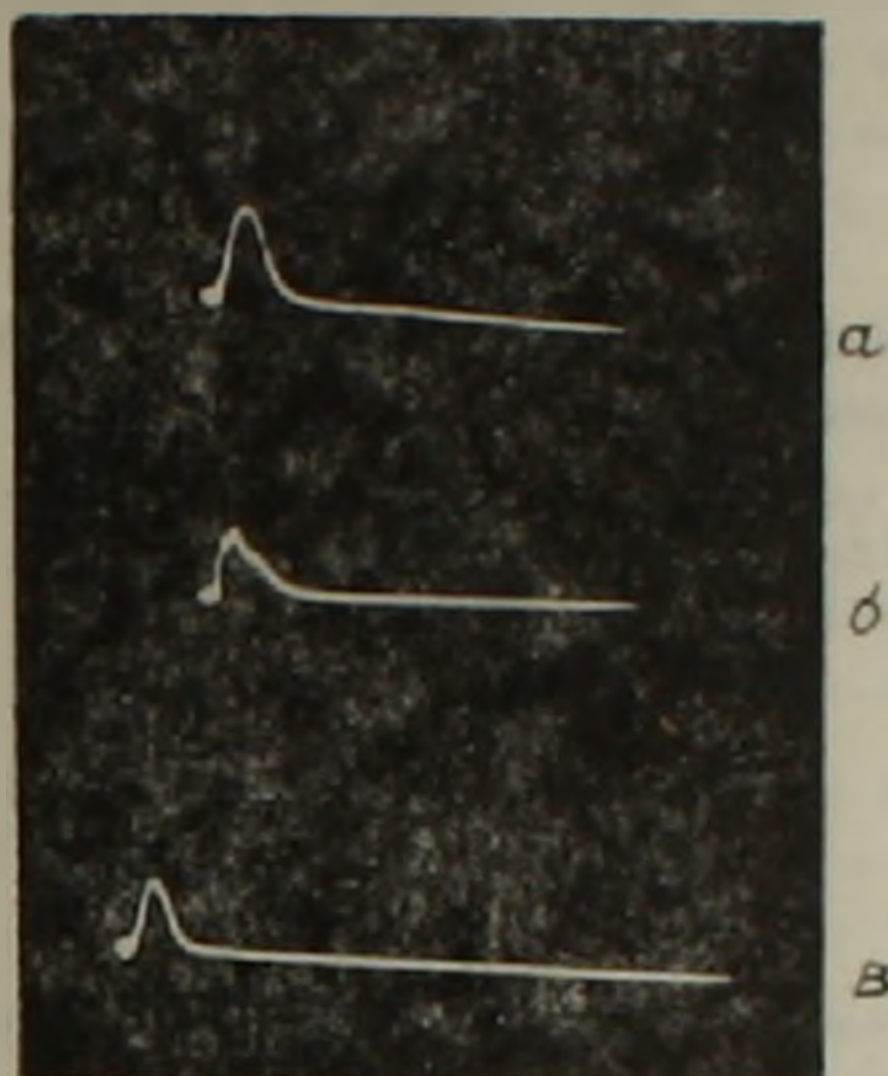


Рис. 2 Осциллограммы импульсов падающего, рассеянного и проходящего излучений: а—импульс падающего излучения с длительностью 20 нсек; б—импульс рассеянного излучения под углом 90°, в—импульс проходящего излучения

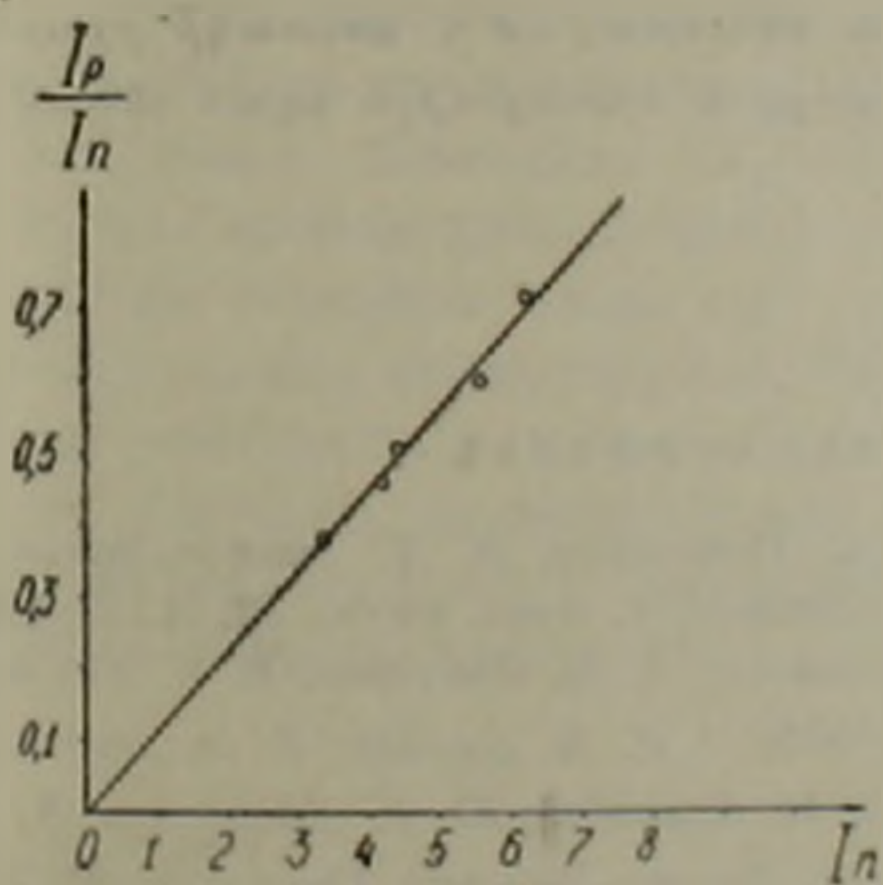


Рис. 3. Зависимость энергии рассеянного излучения от энергии падающего света

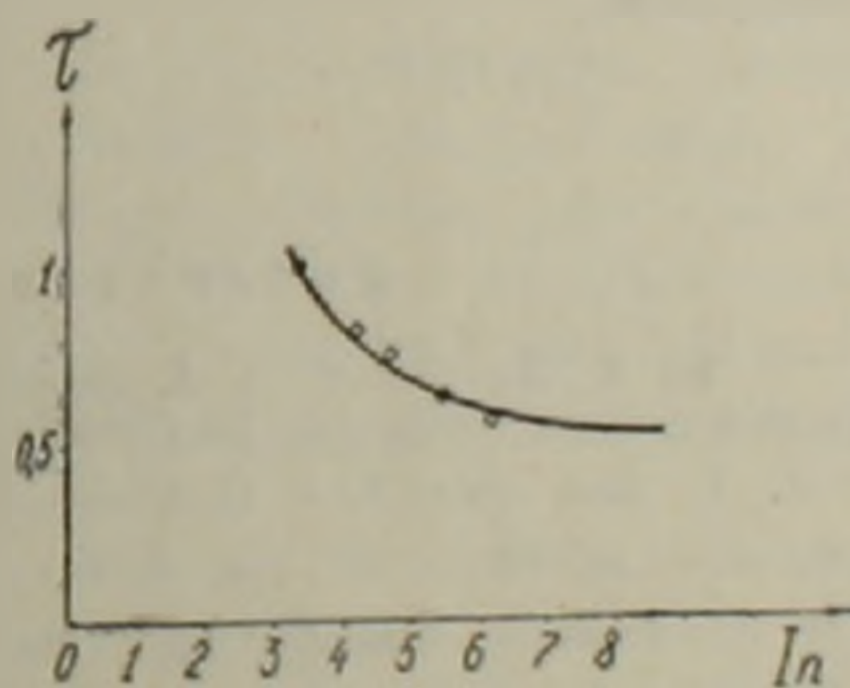


Рис. 4. Зависимость длительности проходящего излучения от энергии входного импульса в случае перпендикулярной ориентации оптической оси образца по отношению к поляризации проходящего излучения

На рис. 4 изображена зависимость длительности проходящего излучения от энергии входного импульса в случае перпендикулярной ориентации оптической оси образца по отношению к поляризации проходящего излучения.

Исследования, проведенные в настоящей работе, носят в основном качественный характер. Количественное изучение нелинейного рассеяния и поглощения позволит не только получить определенную информацию относительно механизма разрушения активных элементов, но и дать конкретные рекомендации для выбора оптимального режима работы ОКГ.

Авторы признательны чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный университет
кафедра радиофизики и электроники

Գ Ս ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Վ Դ ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Լազերային ճառագայթման ոչ գծային ցրումը սուտակի բյուրեղում

Աշխատանքում բերված է սուտակի բյուրեղում լազերային ճառագայթման ոչ գծային ցրման ուսումնասիրության արդյունքները:

Ուսումնասիրված է ցրված ճառագայթման ժամանակային և էներգետիկ բնութագրերը՝ կախված ընկնող ճառագայթների ինտենսիվությունից:

Ուսումնասիրված է նաև ոչ ռեզոնանսային կորուստների կախումը ընկնող ճառագայթման ինտենսիվությունից:

Կատարված չափումների հիման վրա գնահատված է սուտակի բյուրեղում անհամասեռությունների գծային չափերը և նրանց միջև կղած հեռավորությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, В. Я. Хаимов-Мальков, ЖЭТФ, т. 59, вып. 10, стр. 1083 (1970) ² R. C. Rowell, J. Appl. Phys., 39, 31, 32, 1968
³ Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, А. М. Прохоров, В. Я. Хаимов-Мальков, ЖЭТФ, т. 63, вып. 3(9), стр. 1031 (1972) ⁴ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1957. ⁵ Е. М. Акуленок, Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, А. Д. Пискун, В. Я. Хаимов-Мальков, Письма в ЖЭТФ, т. 16, вып. 6, стр. 336 (1972)