

О САМОФОКУСИРОВКЕ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

Н. Н. Розанов и В. Е. Семенов

При достигаемых в твердотельных лазерах-генераторах ультракоротких импульсов-пиковых мощностях существенными становятся различные проявления самофокусировки [1]. Важную роль играет самофокусировка излучения и в кинетике развития гигантских импульсов в генераторах с нелинейными жидкостными затворами [2, 3].

По сравнению с самофокусировкой в лазерных усилителях, случай генераторов имеет ряд специфических черт. Прежде всего, хотя нелинейные искажения за один проход обычно невелики, они могут накапливаться ввиду большого числа проходов импульса в генераторе. Во-вторых, принципиальное значение имеет в генераторах ограниченность пучков (зеркал резонатора). Этот фактор приводит к своеобразной пространственной фильтрации, противодействующей развитию мелкомасштабной самофокусировки. С другой стороны, дифракция существенно (а при малых мощностях — полностью) определяет структуру поля, изрезанность которого служит источником мелкомасштабной самофокусировки. По указанным причинам самовоздействие в лазерах-генераторах не сводится к известной крупно- или мелкомасштабной самофокусировке [4] и требует специального анализа.

В настоящем сообщении рассмотрена самофокусировка в генераторе, кольцевой резонатор которого образован плоскими зеркалами ширины $2w$, отстоящими друг от друга на расстояние L . Использовалась модель, аналогичная описанной в [5]. При этом керровская нелинейность показателя преломления среды в резонаторе заменялась фазовым экраном с локальным (по поперечным координатам) амплитудным коэффициентом пропускания.

$$T = \exp(iB_p). \quad (1)$$

Здесь B_p — пропорциональный интенсивности падающего на элемент излучения интеграл распада за один проход [1, 6]. Выражение (1) справедливо при условии $B_p \ll 1$, в противном случае нелинейный элемент следует заменить несколькими фазовыми экранами. Как и в [5], ограничимся анализом плоской геометрии (поле зависит только от одной поперечной координаты x). Если считать нелинейный экран прелетающим к выходному зеркалу, то профиль интенсивности выходящего излучения описывается зависимостью $B_p(x)$, а средняя плотность мощности пропорциональна величине

$$\bar{B} = \frac{1}{2w} \int_{-w}^w B_p(x) dx. \quad (2)$$

Отвлекаясь от механизмов насыщения усиления, рассмотрим режимы с фиксированными средними значениями интеграла распада \bar{B} (нелинейная характеристика) и числом Френеля

$$N = w^2/\lambda L \quad (3)$$

(линейная характеристика, λ — длина волны света). Этими двумя безразмерными величинами (\bar{B} и N) определяются поля в резонаторе с параллельными зеркалами. При разъюстированных зеркалах дополнительно задается угол разъюстировки δ . Величину \bar{B} можно связать с усилением в резонаторе, задав линейные потери и характер насыщения усиления.

Расчеты поперечной структуры поля в нелинейном резонаторе проводились по схеме [5] с использованием быстрого преобразования Фурье. Начальное распределение отвечало постоянному по поперечному сечению полю, в ряде случаев выбирались и другие распределения. Результаты представлены на рис. 1 и 2.

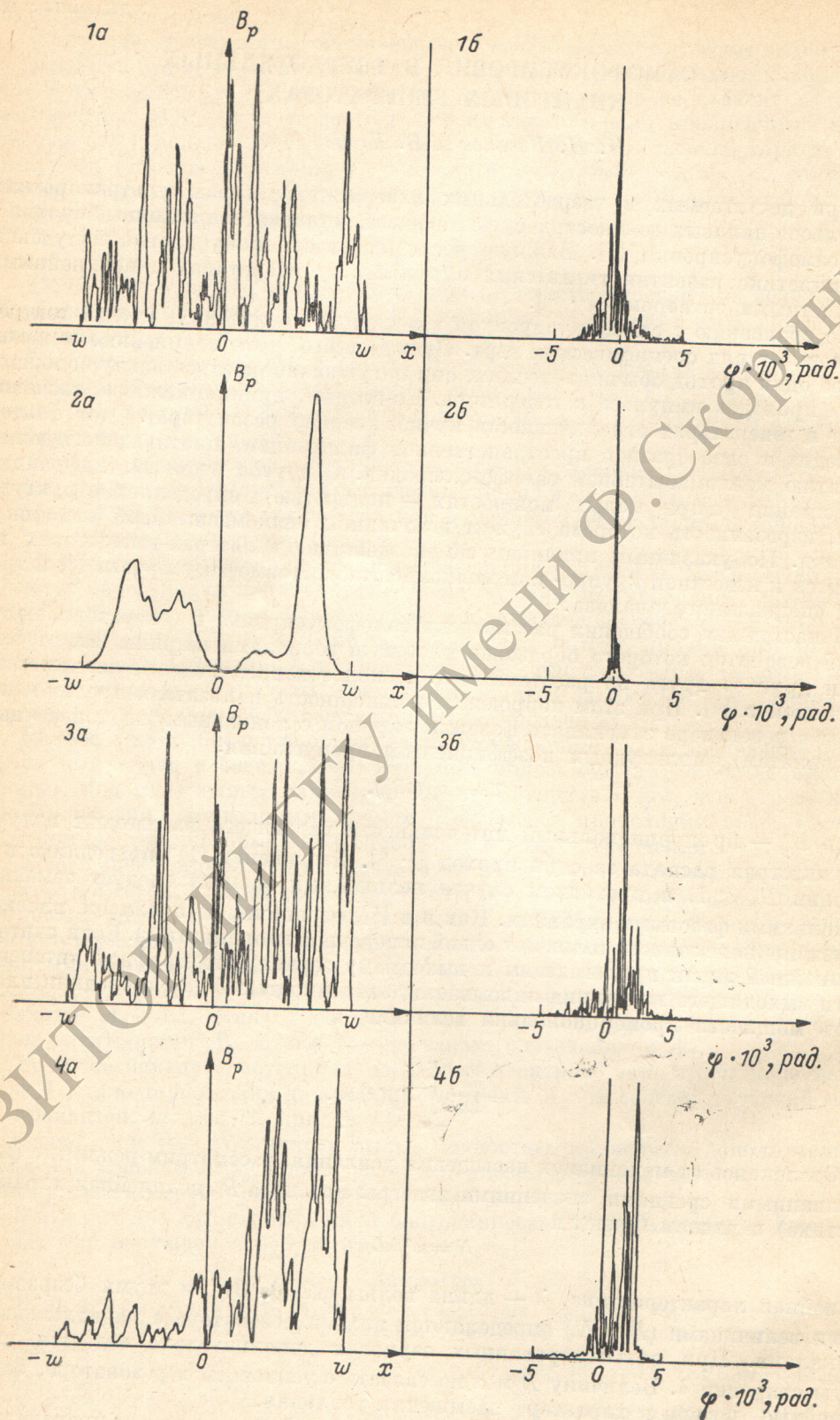


Рис. 1.

a — распределение интенсивности в резонаторе, $б$ — диаграмма направленности. 1 — $B=0.5$, параллельные зеркала ($\delta=0$), 2 — $B=0.125$, $\delta=0$, 3 — $B=0.5$, $\delta=40''$, 4 — $B=0.125$, $\delta=40''$, число итераций — 200, $L=2 \cdot 10^6 \lambda$

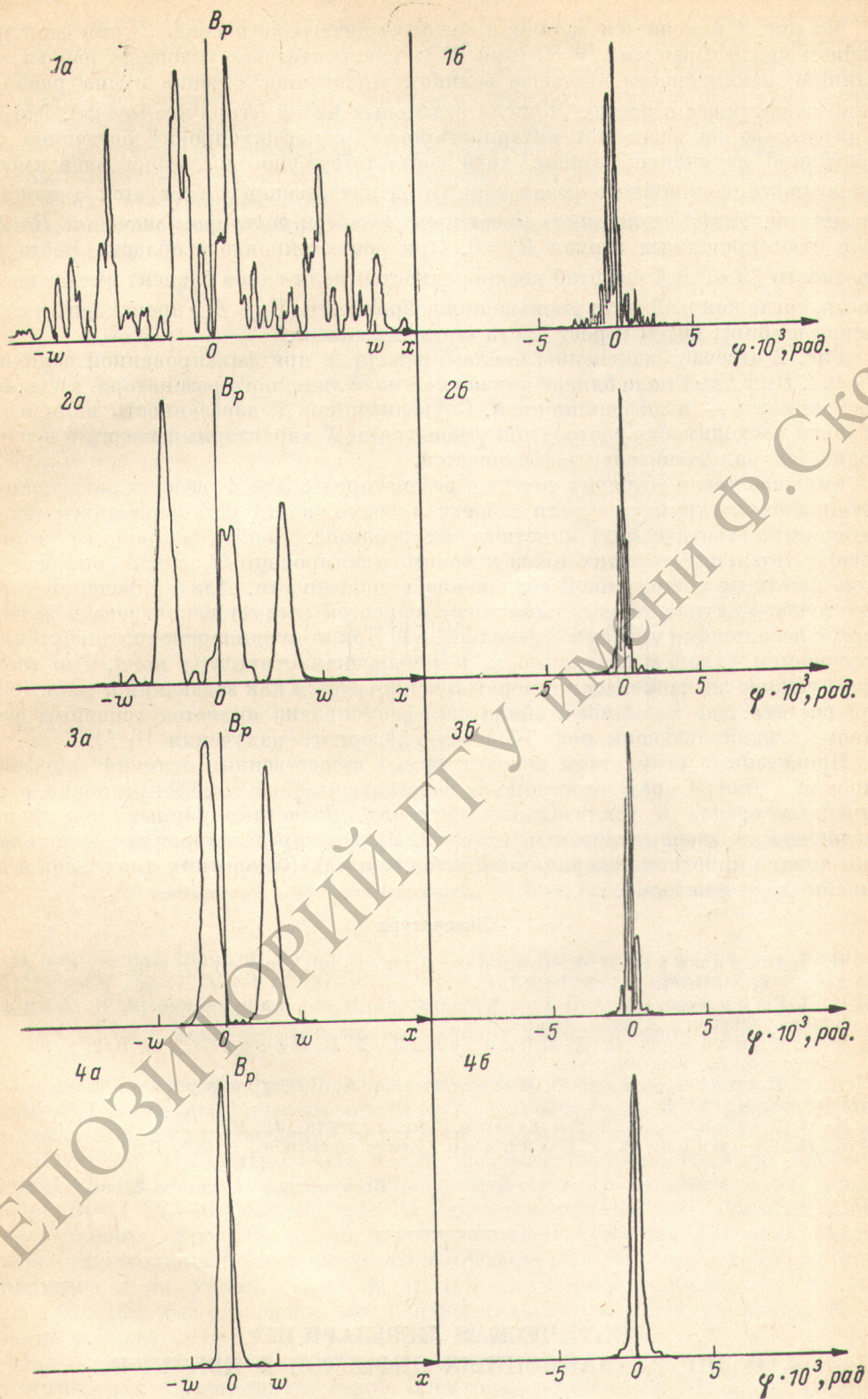


Рис . 2.

— распределение интенсивности в резонаторе $B_p(x)$, — диаграмма направленности. 1 — $N=60$; 2 — $N=25$; 3 — $N=12.5$; 4 — $N=4.5$. Число итераций — 200. $L=2 \cdot 10^4 \lambda$.

На рис. 1 изменяется величина среднего интеграла распада \bar{B} при фиксированном числе Френеля $N=50$ (при $N \gg 1$, что отвечает условиям работы [2], влияние нелинейности наиболее велико). Поперечное сечение пучка разбивается на растущее с ростом B число отдельных нитей («горячих точек»). Это обстоятельство не позволяет интерпретировать самофокусировку введением эффективной нелинейной линзы, хотя соответствующая последней зависимость добротности нелинейного резонатора от \bar{B} качественно согласуется с нашими расчетами. Такая зависимость имеет максимум при некотором значении $\bar{B}=\bar{B}_m$. Для съюстированных зеркал $B_m=0$. При разъюстировке в области роста добротности ($\bar{B} < \bar{B}_m$) масштаб неоднородностей поля слабо зависит от интенсивности, тогда как в области уменьшения добротности ($\bar{B} > \bar{B}_m$) происходит уменьшение ширины нитей и рост числа «горячих точек».

Рис. 2 отвечает изменению числа Френеля N при фиксированной величине $\bar{B}=0.3$. При $N \approx 1$ поле близко к основной моде линейного резонатора, а угловая расходимость — к дифракционной. С увеличением N изрезанность поля и его угловая расходимость растут, при уменьшении N характерный масштаб неоднородностей поля («нитей») увеличивается.

Большое число «горячих точек» в резонаторах с $N \gg 1$ ведет к затягиванию установления структуры поля и даже к возможности установившихся нестационарных (хаотических) кинетических режимов. Подход в процессе установления отдельных горячих точек к краям съюстированных зеркал сопровождается заметным уменьшением «мгновенной» добротности. Для ликвидации горячих точек в случае значительных нелинейностей следует использовать резонаторы с небольшими числами Френеля $N \approx 1$. При этом одновременно значительно улучшается угловая расходимость и поперечная структура поля. Это имеет особо важное значение, если генератор используется как задающий в усилительной системе, где мелкомасштабная самофокусировка является основным фактором, ограничивающим рост мощности лазерного излучения [1, 6].

Приведенные результаты демонстрируют существенные отличия самофокусировки в генераторах от крупно- и мелкомасштабной самофокусировки в нелинейных средах и усилительных системах. Расчетные данные качественно согласуются с экспериментальными [1, 2]. Интерес представляет также дальнейший анализ кинетики генерации гигантских и ультракоротких импульсов в нелинейных резонаторах.

Литература

- [1] Н. Б. Баранова, Н. Е. Быковский, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. Тр. ФИАН, 103, 84, 1978.
- [2] С. В. Гапонов, Л. В. Парамонов, Н. Н. Салашенко, Я. И. Ханин. Квант. электрон., 7, 2432, 1980.
- [3] Н. С. Гинзбург, Н. Д. Миловский, Т. В. Ястребова. Изв. вузов, радиофизика, 22, 946, 1979.
- [4] М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. Теория волн. «Наука», М., 1979.
- [5] Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов. Опт. и спектр., 48, 108, 1980.
- [6] Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов. Квант. электрон., 7, 410, 1980.

Поступило в Редакцию 23 июля 1981 г.

УДК 538.61

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА И ЭПР РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

Л. С. Власенко, М. П. Власенко и В. М. Рожков

В кремнии при радиационном облучении образуются дефекты решетки, число типов которых составляет несколько десятков [1]. Обширные исследования ЭПР позволили определить параметры спектров и установить структуру