

небрежь, если $\tau \ll T$, что, согласно (15), выполняется для z , удовлетворяющих условию (10), полученному выше из других соображений. Для импульса с $k_0 = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $T = 10^{-12} \text{ с}$, $\rho_0 = 10^{-1} \text{ см}$ условие $\tau = T$ достигается при $z \approx 5,4 \text{ км}$ и для $z \geq 5 \text{ км}$ форма прямоугольного импульса полностью искажается по сравнению с первоначальной. Время релаксации сильно зависит от поперечного радиуса импульса ρ_0 ; импульсы, неограниченные в поперечном направлении ($\rho_0 \rightarrow \infty$), распространяются в свободном пространстве без искажения своей формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бельский А. М., Хапалюк А. П.— ЖПС, 1972, т. 17, с. 150.
2. Адамар Ж. Задача Коши для линейных уравнений с частными производными гиперболического типа.— М., 1978.
3. Хапалюк А. П., Нестеренко Т. М.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, мат., физ. и мех., 1970, № 1, с. 52.
4. Маркузе Д. Оптические волноводы.— М., 1974.

Поступила в редакцию
04.12.80.

Кафедра физической оптики

УДК 621.373.018.756 : 621.373.029.67

В. А. ДАНИЛОВ, С. А. ЗЕНЧЕНКО

О ВЛИЯНИИ НЕСТАБИЛЬНОСТЕЙ МОДУЛИРУЮЩЕГО СИГНАЛА НА РЕЖИМ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД АИГ: Nd ЛАЗЕРА

Синхронизация мод АИГ:Nd лазера достаточно полно исследована теоретически [1, 2] и экспериментально [3, 4]. В этих работах в основном рассматриваются условия возникновения синхронизации мод, зависимости параметров оптических импульсов от расстройки частоты модуляции и частоты межмодовых биений лазера. Такая расстройка приводит к изменению фазовых, амплитудных и временных характеристик оптических импульсов. В то же время практически не изучено влияние неустойчивостей модулирующего сигнала на выходные характеристики лазера, которые могут иметь большое значение, например, при использовании лазера в системах оптической связи [4, 5]. Неустойчивости модулирующего сигнала могут вызываться неустойчивостями источников питания, а также тем, что задающие генераторы могут быть построены на принципе умножения частоты.

Цель настоящей работы — исследование допустимых пределов неустойчивостей модулирующего сигнала и их влияние на режим синхронизации мод лазера на АИГ: Nd.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

Синхронизация мод АИГ: Nd лазера, состоящего из резонатора, образованного двумя зеркалами 1 и 2, и активной среды 3, осуществлялась с помощью акустооптического модулятора 4. Оптическая длина резонатора 75 см. Для питания лампы накачки и охлаждения лазера применялись блоки стандартного лазера типа ЛТ-2. Высокочастотный сигнал на модулятор поступал от генератора 5 через усилитель мощности 6.

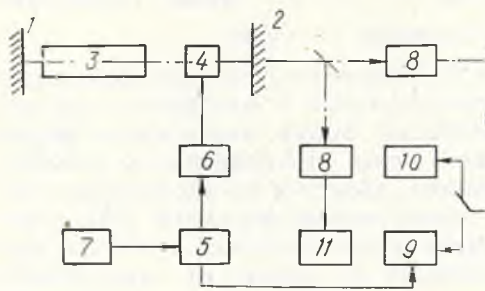


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Модуляция высокочастотного сигнала осуществлялась с помощью звукового генератора 7. Режим синхронизации мод контролировался с помощью лавинных фотодиодов 8, сигнал с которых поступал на стробоскопический 9 или широкополосный 10 осциллографы и спектроанализатор 11. Частота модуляции высокочастотного сигнала изменялась в диапа-

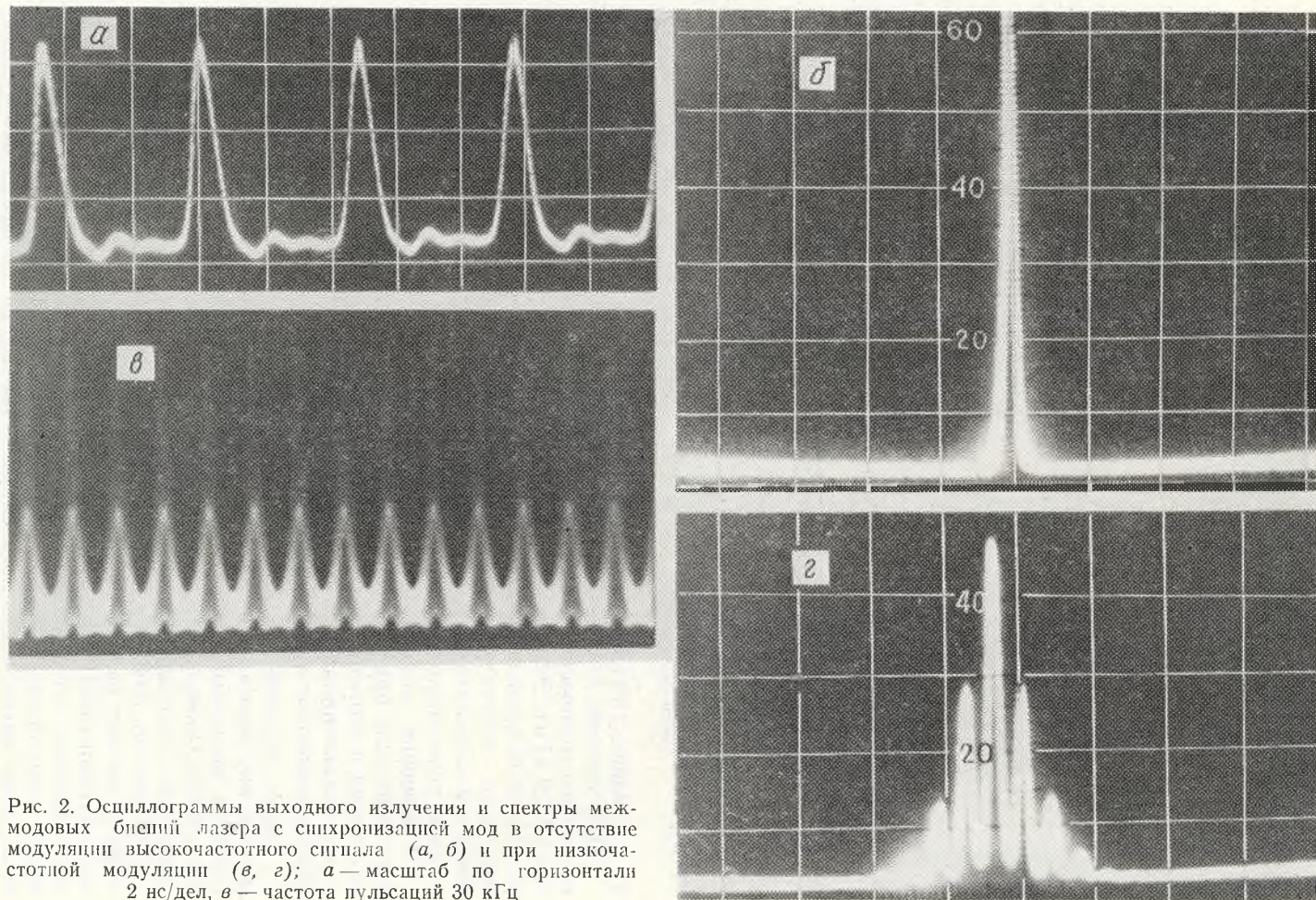


Рис. 2. Осциллограммы выходного излучения и спектры межмодовых биений лазера с синхронизацией мод в отсутствие модуляции высокочастотного сигнала (a, b) и при низкочастотной модуляции (b, z); a — масштаб по горизонтали 2 нс/дел, b — частота пульсаций 30 кГц

зоне 20 Гц — 200 кГц, глубина модуляции — 3—50 %, что приводило к дополнительной внутриврезонаторной модуляции от 0,01 до 1,5 %. Глубина модуляции выходного оптического излучения измерялась по осциллограммам.

Как видно из рис. 2 и 3, в отсутствие модуляции высокочастотного сигнала, подаваемого на акустооптический модулятор, на выходе лазера существует стабильная последовательность оптических импульсов, длительность, амплитуда и фаза которых будут определяться величиной расстройки частоты межмодовых биений от частоты модуляции [4].

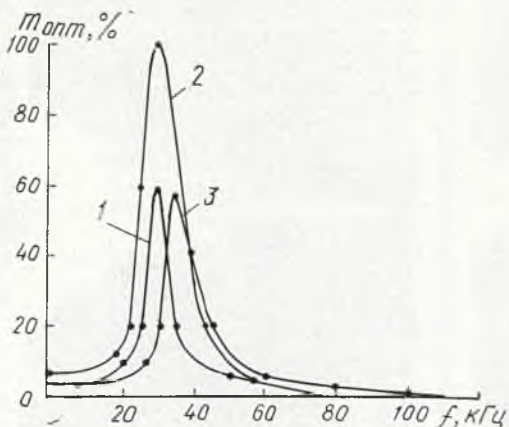


Рис. 3. Зависимость глубины модуляции выходного оптического излучения от частоты модуляции высокочастотного сигнала: 1, 3 — глубина модуляции высокочастотного сигнала 20 %; 2 — глубина модуляции высокочастотного сигнала 50 %

Если высокочастотный сигнал промодулирован, выходное оптическое излучение также оказывается промодулированным, причем глубина модуляции зависит от частоты модулирующего сигнала (см. рис. 3). В области частот 20—30 кГц увеличение глубины модуляции высокочастотного сигнала с 20 % (кривая 1) до 50 % (кривая 2) приводит к переходу лазера в режим незатухающих пульсаций (см. рис. 2, в), и в спектре межмодовых биений (см. рис. 2, г) появляются составляющие, соответствующие возбуждению в лазере релаксационных колебаний, угловая частота которых может быть определена из [6]: $\omega = (\tau_Q \cdot \tau_R)^{-1/2}$, где τ_Q — время жизни фотона в резонаторе;

τ_R — среднее стимулированное время жизни.

При частотах модулирующего сигнала > 50 кГц глубина модуляции выходного оптического излучения меньше, чем в низкочастотной области (< 20 кГц). Это связано с тем, что эти частоты лежат за пределами резонансной кривой акустооптического модулятора, определяемой резонансными свойствами материала светозвукопровода и качеством изготовления модулятора. Для модулятора, используемого в эксперименте, ширина резонансной кривой ~ 50 кГц.

Увеличение мощности генерации за счет большего превышения порога генерации приводит к смещению максимума модуляции оптического излучения в сторону высоких частот (см. рис. 3, кривая 3), так как частота релаксационных колебаний в лазере на АИГ: Nd зависит от превышения мощности над пороговой [6].

Таким образом, нестабильность высокочастотного сигнала, подводимого к внутриврезонаторному модулятору, вызывает резкое увеличение глубины модуляции оптического излучения (вплоть до перехода в режим незатухающих пульсаций) на частотах, близких к частотам релаксационных колебаний в резонаторе. Увеличение мощности накачки и, следовательно, повышение частоты релаксационных колебаний, позволит вывести частоту релаксационных колебаний за пределы резонансной кривой акустооптического модулятора и таким образом повысить устойчивость режима синхронизации мод к внешним воздействиям. В области частот модуляции, лежащих ниже частоты релаксационных колебаний, модуляция высокочастотного сигнала (до 20 %) не оказывает существенного влияния на характер работы лазера с синхронизованными модами.

Эти результаты следует учитывать при разработке устройств привода внутриврезонаторных модуляторов для синхронизации мод АИГ: Nd лазера. В спектре сигнала на выходе таких устройств должны отсутство-

вать составляющие, которые соответствуют частотам релаксационных колебаний и кратны им. Это связано с тем, что для синхронизации мод могут использоваться электрооптические модуляторы, помещенные в согласующий контур, добротность которого обычно ниже, чем добротность акустооптических модуляторов, а полоса пропускаемых частот выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuizenga D. J., Siegman A. E.— IEEE J. Quant. Electron., 1970, v. QE-6, p. 694.
2. Miyashita T., Ikenoue J.— Jap. J. Appl. Phys., 1976, v. 15, № 1, p. 99.
3. Kuizenga D. J., Siegman A. E.— IEEE J. Quant. Electron., 1970, v. QE-6, p. 709.
4. Данилов В. А., Зенченко С. А.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 2447.
5. Гейсик, Бриджес, Панков.— ТИИЭР, 1970, т. 58, с. 18.
6. Danielmeyer H. G.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 4014.

Поступила в редакцию
04.12.80.

НИИ ПФП

УДК 621.315.592

Л. А. КАЗАКЕВИЧ, В. И. КУЗНЕЦОВ, П. Ф. ЛУГАКОВ,
Т. А. ЛУКАШЕВИЧ, В. В. ШУША

ОБРАЗОВАНИЕ И ОТЖИГ ТОЧЕЧНЫХ И ГРУППОВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ РАЗЛИЧНОГО ИСХОДНОГО СОВЕРШЕНСТВА

Изучались процессы образования и отжига радиационных дефектов (РД) в зонном и тянутом кремнии *n*- и *p*-типа с различной концентрацией легирующих ($1 \cdot 10^{12} \div 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и остаточных ($5 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) примесей и плотностью дислокаций $N_D = 1 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Облучение вели гамма-квантами ^{60}Co и тормозного спектра ($E_M = 100 \text{ МэВ}$), электронами ($E_e = 2 - 100 \text{ МэВ}$), протонами ($E_p = 16 \div 8600 \text{ МэВ}$), реакторными нейтронами. Измерялись температурные и дозовые зависимости коэффициента Холла, холловской подвижности (μ_H) и времени жизни носителей заряда (τ), а также инжекционные зависимости τ . Из их анализа определены энергетический спектр уровней вводимых облучением РД, температуры и энергии активации их отжига ($t_{\text{отж}}$, $\Delta E_{\text{отж}}$), коэффициенты захвата электронов (C_n) и дырок (C_p), а также зависимости начальных скоростей введения РД от энергии бомбардирующих частиц и примесного состава кристаллов. На основании результатов экспериментов и машинного моделирования кинетики накопления РД методом квазихимических реакций с учетом литературных данных сделаны заключения о природе основных компенсирующих, рассеивающих и рекомбинационных РД. Так, при всех видах облучения происходит образование комплексов кислород — углерод — дивакансия ($C - O - W$); бор — дивакансия ($B - W$); $A - (O - V)$, E — центров ($P - V$), междоузельного углерода (C_I), дивакансий (W). В таблице приведены определенные нами параметры этих РД. В зависимости от энергии и вида бомбардирующих частиц (энергии E_a первично выбитого атома — ПВА) РД могут быть точечными, равномерно распределенными в объеме кристалла (облучение гамма-квантами ^{60}Co , электронами с $E_e \leq 10 \text{ МэВ}$) или входить в состав групповых структурных нарушений (области скопления дефектов — ОСД), создаваемых гамма-квантами тормозного спектра, нейтронами, протонами, электронами с $E_e > 10 \text{ МэВ}$. Учитывая энергетический спектр (см. таблицу) уровней дивакансий, их накоплением можно объяснить *n* — *p* конверсию типа проводимости и стабилизацию уровня Ферми (E_F) у $E_v + (0,48 \pm 0,02) \text{ эВ}$, как это наблюдается на опыте при облучении зонного *n*-кремния протонами и нейтронами, когда за счет каскадного механизма дефектообразования дивакансия эффективно об-