

ОБ ИМПУЛЬСНОЙ СЕЛЕКТИВНОЙ НАКАЧКЕ АКТИВНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ МОЩНОГО НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

Н. Г. Басов, Н. Е. Бмковский, В. В. Иванов,
В. И. Козловский, А. С. Насибов, Ю. В. Сенатский,
Г. В. Склязов

УДК 621.375.826 + 378.35.

Рассматриваются возможности селективной накачки активных элементов мощного неодимового лазера излучением полупроводниковых структур, возбуждаемых короткими импульсами электронов.

Применение современных мощных лазеров на неодимовом стекле в проблеме лазерного термоядерного синтеза [1] и в решении ряда других прикладных задач сдерживается низким коэффициентом полезного действия существующих установок ($\eta \leq 0,2\%$) и невозможностью их работы в режимах с большой частотой повторения импульсов ($\nu < 0,01$ Гц). Эти особенности неодимовых лазеров обусловлены, как известно, низкой эффективностью источников накачки — импульсных газоразрядных ламп, а также тем, что более 50% поглощенной стеклом энергии излучения лампы идет на нагрев активных элементов, обладающих малой теплопроводностью. Кроме того, из-за большой (по сравнению с рабочим лазерным импульсом, $\tau_e \approx 10^{-9}$ с) длительности импульса накачки ($\sim 10^{-3}$ с) значительная доля накопленной на метастабильном уровне ${}^4F_{3/2}$ в неодимовом стекле инверсии теряется за счет люминесцентного высвечивания.

В настоящей работе обсуждается возможность осуществления импульсной селективной накачки активных элементов неодимового лазера: энергию электронного пучка предлагается преобразовать с помощью подходящего агента в оптическое излучение в полосах поглощения ионов Nd^{3+} . Непосредственная переработка энергии

быстрых электронов в инверсную населенность твердотельного лазера малоэффективна из-за низкого квантового выхода известных сред. Преобразователями энергии пучка в излучение могут явиться полупроводниковые (III) материалы. Действительно, широкий класс полупроводниковых кристаллов под действием коротких ($\tau_e \leq 10^{-7}$ с) импульсов электронов испускает с эффективностью, превышающей 20%, когерентное излучение /2,3/ в спектральных интервалах, перекрывающихся с полосами накачки ионов Nd^{3+} (430 - 880 нм). Мощность многоэлементных полупроводниковых "излучающих зеркал" достигает 10^6 Вт/см² при плотностях тока $j \approx 100$ А/см² и энергии электронов $E \approx 200$ кэВ /2,3/. Большая ширина полос накачки ($\Delta\lambda \approx 30 - 40$ нм) и высокие значения коэффициентов поглощения ионов ($\alpha \approx 0,5 - 10$ см⁻¹) /4/ должны обеспечить хорошую абсорбцию излучения полупроводниковых соединений с учетом возможных температурных сдвигов спектра. Потери на безизлучательные переходы ионов Nd^{3+} будут минимальными при накачке в полосах поглощения с центрами на 0,81 и 0,88 нм. В этом диапазоне длин волн излучает при комнатной температуре соединений $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, а также GaAs , CdSe , CdTe при небольшой температурной подстройке /5/.

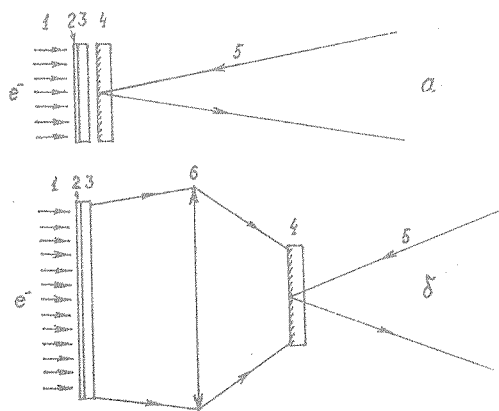
Селективная накачка миниатюрных активных элементов неодимовых лазеров на стекле и кристаллах $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ излучением полупроводниковых светодиодов и инжекционных лазеров производилась при низких уровнях мощности ($\sim 10^2$ Вт/см²) в ряде экспериментов /5,6,7/. В работах /8/ рассматривалась возможность применения инжекционных лазеров для накачки высокотемпературных элементов мощного усилителя: лазерных дисков и "активных зеркал". Современная техника генерации пучков быстрых электронов обеспечивает получение в импульсах с длительностями $\tau_e \leq 10^{-7}$ с энергий свыше 1 кДж /9/, что позволяет осуществить возбуждение полупроводниковых структур и накачку активных элементов с площадью $\geq 10^2$ см².

Произведем необходимые оценки, считая, что элементы установки работают при начальной температуре T_0 , близкой к комнатной. Удельный энерговыход полупроводникового лазера ρ° можно оценить по формуле:

$$\rho^\circ = k\eta_p c z_0 (T_k - T_0), \quad (I)$$

где η_p - среднее по импульсу значение эффективности преобразования энергии пучка в излучение, c - удельная теплоемкость кристалла, z_0 - толщина активной области, $k < 1$ - коэффициент заполнения, учитывающий ячеистость излучающей структуры /2,3/, $T_k \leq 450$ К - конечная температура, величина которой ограничивается тепловой деградацией полупроводника и сдвигом длины волны излучения ($\approx 0,3$ нм/К для GaAs /10/) за пределы полос поглощения ионов Nd^{3+} . Подставляя в (I) значения $T_k - T_0 \approx 100$ К, $k = 0,8$, $\eta_p = 0,15$, $c \approx 2$ Дж/см³·К; $z_0 \approx 100$ мкм, получаем $\rho^0 \approx 0,25$ Дж/см². Требования к параметрам импульса электронов при этом получаются следующие $E \approx 250$ кэВ, $j \approx 200 - 400$ А/см²; $\tau_e \approx 20 - 40$ нс.

Схемы рис. I иллюстрируют варианты расположения "активного зеркала" и источника накачки с учетом возможности концентрации излучения излучающей структуры, обладающего расходимостью $\leq 20^\circ$ /2,3/. С помощью конденсоров (рис. Iб) можно увеличить плотность энергии на поверхности активного элемента до



Р и с. I. Схема устройства для селективной накачки активного элемента неодимового лазера: а - "тесное" расположение; б - с применением конденсора; 1 - электронный пучок; 2 - полупроводниковая структура; 3 - волнопровод; 4 - "активное зеркало"; 5 - конденсор; 6 - рабочий пучок мощного неодимового лазера

Таблица I.

Способ накачки	Энергия в накопителе, кДж	Энергия, запасенная в инверсии, Дж	Тепловыделение в активном элементе, Дж	"Стрелка прогиба" активного элемента, h, см	η , %
Импульсная лампа	30	455	535	$2,7 \cdot 10^{-4}$	1,5
ПП излучатель $\lambda = 0,81$ нм	12	455	141	$1,2 \cdot 10^{-4}$	3,8
ПП излучатель $\lambda = 0,88$ нм	11	455	94	$0,54 \cdot 10^{-4}$	4,1

значений свыше $10 \rho^\circ$. В табл. I сопоставляются энергозатраты на создание одинакового среднего уровня инверсии ($\delta \approx 0,37$ Дж/см³) в "активном зеркале" 230×30 мм из стекла с 2,5% концентрацией ионов Nd^{3+} за один импульс селективной накачки в полосах поглощения 0,81 и 0,88 мкм (расчетные данные) и за импульс накачки газоразрядными лампами (экспериментальные данные из работы /II/). Квантовый выход для полос накачки принимался за единицу /II/, $\rho \approx 1,5$ Дж/см², а к.п.д. электронного пучка $\eta_e = 40\%$. Значения радиусов кривизны R "активного зеркала", которую оно приобретает в результате неравномерного тепловыделения при накачке /II/, рассчитывались по формуле

$$\frac{1}{R} = \frac{12\beta}{l^2} \int_0^l T(z) dz - \frac{6\beta}{l^2} \int_0^l T(z) dz, \quad (2)$$

где $\beta = 1,12 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ - коэффициент линейного расширения стекла; $T(z)$ - распределение температуры по толщине l активного элемента. В таблице приведены значения "стрелки прогиба" активного элемента h. Сопоставление данных таблицы показывает, что при селективной накачке возможно повышение к.п.д. по запасенной

инверсии и уменьшение термических искажений активного элемента. Время тепловой релаксации активного элемента также сокращается при уменьшении тепловыделения (для рассматриваемого примера в 4 - 5 раз). Отметим, что инверсию, созданную коротким импульсом при накачке пучком, можно быстро "снять" лазерным импульсом, синхронизованным с накачкой. Это позволит уменьшить потери на суперлиминесценцию и повысить контраст рабочего импульса на выходе лазерной установки.

Существенно, что полупроводниковый излучатель с возбуждением электронным пучком может работать с достаточно высокой частотой повторения импульсов. Для среднего повышения температуры $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, плотности энергии в пучке $\rho_0 = 2 \text{ Дж/см}^2$ и толщины подложки-хладопровода из сапфира $l = 2 \text{ мм}$ оценка тепловой релаксации излучателя дает значение $\tau \sim 1 \text{ нс}$. Это позволяет при организации эффективного охлаждения активного элемента увеличить τ для неодимового лазера в целом. Так, например, при тесном расположении (рис. 1а) можно использовать активные элементы в виде пластин из кристалла YAG:Nd^{3+} и неодимового стекла с $l = 2 - 5 \text{ мм}$, время тепловой релаксации которых $\sim 1 \text{ с}$.

Проведенное рассмотрение показывает возможность осуществления селективной накачки активных элементов мощного неодимового лазера излучением полупроводниковых структур, возбуждаемых электронным пучком. При этом можно ожидать повышения к.п.д. установки в целом до значений $\eta \sim 1\%$ и $\tau \sim 1 \text{ нс}$. Эта перспектива обосновывает проведение исследований, направленных на создание соответствующих устройств. Отдельной разработке здесь подлежат элементы защиты установки от неизбежного при работе с электронным пучком тормозного излучения. Представляет интерес также разработка специализированных к условиям импульсной селективной накачки активных элементов на твердотельной, а также жидкостной основе. Соответствующему пересмотру, по-видимому, должна быть подвергнута и оптическая схема лазерной установки. Мощные лазеры с импульсной селективной накачкой могут найти применение по проблеме ЛТС и в других прикладных исследованиях.

В заключение авторы благодарят М. М. Зверева и О. М. Керимова за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
20 мая 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов и др., Труды ФИАН СССР, 103, 3 (1978).
2. Н. Г. Басов и др., ЖЭТФ, 55, 1710 (1968).
3. O. V. Bogdankevich et al., IEEE Journ. of QE, QE-9, 342 (1973);
O. B. Богданкевич и др., Квантовая электроника, 2, № 6,
1335 (1975).
4. Л. И. Авакянц и др., Квантовая электроника, 5, № 4, 725
(1978).
5. Тематический указатель литературы "Полупроводниковые кван-
товые генераторы с электронным возбуждением" под ред. И. М.
Олихова, ЦНИИ "Электроника", М., 1971 г.
6. Ж. И. Алферов и др., Письма в ЖТФ, 1, 773 (1975); В. И.
Билак и др., Квантовая электроника, 2, № 5, 1050 (1975).
7. Б. И. Денкер, Квантовая электроника, 7, № 9, 2017 (1980).
8. J. L. Hughes, A. Werner, Laser and Unconventional Optics Jour-
nal, 20, 13 (1969); J. A. Abate et al., Appl. Optics, 20, 351
(1981).
9. А. И. Диденко, В. П. Григорьев, Ю. П. Усов, Мощные электрен-
ные пучки и их применение, Атомиздат, М., 1977 г.
10. O. V. Bogdankevich et al., Phys. Stat. Sol., 29, 715 (1968).
11. D. G. Brown, J. H. Kelly, J. A. Abate, IEEE Journ. of QE,
QE-17, N9, 1755 (1981).