
**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ
ЛАЗЕРЫ**

Сборник научных статей

Выпуск 1



Минск
1997

ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, МЕТОДЫ И АППАРАТУРА ДЛЯ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ (Обзор)

Применение полупроводниковых инжекционных лазеров и светополучающих диодов в системах светодальнометрии, оптической связи и передачи информации требует знания их основных характеристик, к которым относятся прежде всего энергетические, спектральные и временные характеристики. Быстродействие излучателей определяется конструктивными и технологическими особенностями, типом материала, концентрацией легирующих примесей, рабочими условиями и т.д. Основным внутренним параметром, характеризующим быстродействие излучателей, является время жизни неравновесных носителей заряда.

Известно несколько способов нахождения времени жизни носителей заряда τ в полупроводниковых источниках излучения [1]. Наиболее часто применяются методы измерения τ по времени задержки между напряжением на $p-n$ -переходе и началом генерации [2], по зависимости между величиной порогового тока и длительностью токового импульса [3], по переходным характеристикам включения и выключения [4-6], по исследованию амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) и фазово-частотных характеристик (ФЧХ) в режиме прямой модуляции излучения гармоническим сигналом, а также по резонансной частоте [7]. Не останавливаясь подробно на описании этих методов, укажем основные соотношения, используемые в них.

Связь между задержкой генерации излучения t_0 и спонтанным временем жизни τ_{sp} носителей заряда описывается выражением [2,8,9]

$$\tau_{sp} = \frac{t_0}{\ln\left(\frac{I}{I - I_{пор}}\right)}, \quad (1)$$

где I - ток через диод, $I_{пор}$ - пороговое значение тока. Отметим, что зависимость между t_0 и $\ln\left(\frac{I}{I - I_{пор}}\right)$ не всегда линейна [10]. Поэтому время жизни носителей, измеренное таким образом, представляет собой некоторое эффективное время жизни на пороговом уровне накачки [8].

При приближении длительности импульса тока T ко времени, сравнимым со значениями τ_{sp} , должна отмечаться зависимость порогового тока $I_{пор}$ от длительности импульса [11]:

разрешением. Современный уровень развития технологии позволяет изготавливать полупроводниковые лазеры с очень широкой полосой модуляции (в диапазоне до десятков ГГц), поэтому требуются методы оптического детектирования с пикосекундным временным разрешением.

Кроме исследования внутренних параметров полупроводниковых излучателей, представляет большой интерес исследование автомодуляционных явлений с характерными временами $10^{-9} - 10^{-10}$ с и получение ультракоротких световых импульсов. Известно, что в цифровых системах соотношение сигнал/шум лучше, чем в аналоговых, поэтому возможность построения импульсных оптических локационных и информационных систем на базе полупроводниковых лазеров в последнее время интенсивно изучается. В настоящее время получены одиночные импульсы от полупроводниковых лазеров с переключением усиления длительностью от десятков пикосекунд [19, 20] до 2 пс [21], а в режиме генерации непрерывной последовательности - от 10 до 1,6 пс [22]. Самые короткие импульсы, полученные в режиме так называемого активного "мод-локкинга", имели длительность 0,58 пс [23]. Исследование таких импульсов также требует разработки регистрирующей аппаратуры и методов регистрации с пикосекундным временным разрешением.

Рассмотрим известные методы регистрации оптических сигналов с высоким временным разрешением, а также современный уровень развития фотоприемной аппаратуры для исследования модулированного и импульсного излучения от полупроводниковых источников излучения.

Методы регистрации оптических сигналов с высоким временным разрешением

Методам измерения параметров оптических сигналов с высоким временным разрешением посвящено большое число публикаций. В частности, следует упомянуть работы обзорного характера по измерению параметров импульсов [24-30], в которых приводится классификация известных методов и границы их применимости. Следует отметить, что некоторые из разработанных методов непригодны для исследования временных параметров полупроводниковых лазеров в силу сравнительно малой мощности излучения последних, которая не превышает нескольких сотен милливатт (средняя мощность), а обычно

[39], "Напаматаи" - порядка 2,5 пс на длине волны 625 нм [40] и порядка 6 пс в ближнем инфракрасном диапазоне [41], "P-286" - около 2,5 пс [42], "Агат-СФ1" - около 2 пс [43,44], "Агат-04М" - порядка 0,3 пс [45], "УМИ-93СК" и "УМИ 93М" - менее 1 пс [46,47]. Обзор по временному разрешению электронно-оптических регистраторов на длинах волн от 1000 нм до рентгеновского диапазона дан в [48]. Конструктивные особенности различных электронно-оптических камер рассмотрены в работах [49-53], причем в [53] отмечены особенности скоростных камер инфракрасного (ИК) диапазона, представляющих наибольший интерес с точки зрения исследования параметров излучения полупроводниковых лазеров. Наиболее перспективным направлением считаются камеры с синхронным сканированием [54,55] и возможностью считывания информации с экрана камеры с помощью матриц приборов с зарядовой связью (ПЗС).

Первоначально щелевые электронно-оптические камеры со скоростной разверткой могли применяться только для регистрации излучения достаточно мощных лазеров, для исследования малоомощных полупроводниковых источников излучения использовались фоторегистраторы на базе ЭОПов с усилителем света (например, фоторегистратор ФЭР-1 с быстродействием $\approx 3 \times 10^{-13}$ с [56-58]). Тем не менее, в последнее время неоднократно сообщалось об использовании камер для регистрации импульсов полупроводниковых лазеров [55,59-62]. Для традиционно используемых кислородно-серебряно-цезиевых катодов чувствительность резко падает до долей процента уже на длине волны $\lambda=1,1$ мкм, поэтому невозможно зарегистрировать, например, импульсы лазеров на основе $InGaAsP$ ($\lambda=1,3...1,6$ мкм), которые являются перспективными источниками для волоконно-оптических линий связи. В связи с этим в работе [61] развит метод исследования с помощью камеры с линейной разверткой при предварительном преобразовании частоты излучения в видимую область спектра с помощью другого накачиваемого лазера, используя нелинейный кристалл $LiJO_3$ для генерации суммарной частоты. Обеспечено временное разрешение около 8 пс. Основными недостатками, препятствующими широкому распространению метода электронно-оптической хронографии, являются очень высокая стоимость оборудования, недостаточно широкий диапазон спектральной чувствительности (ограниченный возможными типами фотокатодов), малый динамический диапазон.

разности фаз между напряжением на $p-n$ -переходе и огибающей светового потока. Этот метод был реализован в установке, описанной в [18,72], в которой использовались опорный полупроводниковый излучатель и электрооптическая ячейка на кристалле KDP, включенная в цепь генератора высокой частоты параллельно исследуемому излучателю. Сначала с помощью фазовращателя компенсировалась разность фаз между световым потоком, прошедшим через ячейку KDP, от лампы накаливания, служащей подсветкой, и опорным источником излучения. Поскольку на выбранных рабочих частотах ячейку KDP можно было считать практически безынерционной, таким образом фиксировалась фаза тока через исследуемый излучатель. Затем измерялся угол сдвига фаз между огибающими световых потоков от исследуемого и опорного источников излучения, поочередно направляя их излучение на фотоприемник, в качестве которого использовался обычный низкочастотный ФЭУ. Время релаксации рекомбинационного излучения определялось по формуле (3). Описанная установка позволяла измерять времена до $\approx 10^{-9}$ с.

Существенный выигрыш в измерении времен релаксации неравновесных носителей порядка $10^{-10}-10^{-11}$ с дает применение ФЭУ, работающих в режиме фазового детектирования [73]. К лазеру и ко внешнему модулирующему устройству ФЭУ, в качестве которого использовался коаксиальный резонатор [74], одновременно подводится СВЧ-импульс. Амплитуда сигнала на выходе ФЭУ зависит от разности фаз модулированного излучения, принимаемого фотоприемником, и сигнала СВЧ-напряжения, подаваемого в резонатор. Фиксированный сдвиг фаз задается путем изменения длины оптического пути для модулированного излучения с помощью системы подвижных зеркал. На данной установке можно было получить зависимость фазового угла между модулирующим напряжением и огибающей светового потока $\Delta\varphi$ от величины тока инжекции. Направление перемещения зеркал удавалось на изменение времен жизни с изменением тока смещения. Временное разрешение установки, описанной в [73], составляло 60 пс.

Более высокую точность можно получить с помощью парафазного способа фиксации разности фаз $\Delta\varphi$ в установке, использующей ФЭУ в режиме фазового детектирования [75,76]. В отличие от описанной выше системы в этом случае СВЧ-сигнал во внешнее модулирующее устройство поступает непрерывно, а на полупроводниковый излучатель коммутируется с некоторой низкой частотой. Средний ток ФЭУ в режиме полной отсечки равен $I_0/\sqrt{2}$, где I_0 - ток нагруз-

"Hewlett-Packard", описанные в [85], обеспечивали время отклика от 17 до 26 пс, такое же быстродействие имели и $p-i-n$ -фотодиоды типа HP5082-0001 той же фирмы [85].

Более высокие временные свойства имеют фотодиоды на основе соединений типа A_3B_5 , которые к тому же имеют максимум спектральной чувствительности в ближней ИК-области, обладают низким рабочим напряжением и малым темновым током [86]. Изготовлены $p-i-n$ -фотодиоды на основе $InGaAs$ с временем отклика 30 пс [87], смонтированные на полосковую линию с волновым сопротивлением 50 Ом, в результате чего проходная емкость составляет менее 0,05 пФ. Для ЛФД с гетероструктурой $InGaAs/InP$ на подложке из n^+-InP , содержащих 11-периодную сверхрешетку с барьерами $InAlAs$ и квантовыми ямами $InAlGaAs$, время отклика составило ≈ 10 пс при коэффициенте умножения $M=3$ [88]. Описанные в работе [89] фотоприемники на основе $InP/InGaAs$ со структурой металл-полупроводник-металл (МПМ) обеспечивали отклик на полувысоте 25 пс в спектральном диапазоне до 1,6 мкм. Самое высокое быстродействие, о котором сообщалось, получено для фотодиодов со структурой металл-полупроводник-металл со специальным сверхвысокочастотным (СВЧ) держателем [90,91]. Фотодиоды на объемном кремнии и подложках из кремния на сапфире имели отклики для голубого излучения 4,5 пс, а для красного - 5,7 пс [90]. Гетеробарьерные диодные МПМ-структуры на основе $InP/GaInAs$ встречно-пьютерьевого типа с субмикронной активной областью, встроенные в копланарную линию СВЧ-передачи, обеспечивали длительность отклика на полувысоте 0,6 пс на длине волны 750 нм [91], что соответствует ширине полосы 740 ГГц! В ИК-области быстродействие было хуже. Очевидно, речь идет лишь об опытных образцах специфической конструкции с очень малой приемной площадкой, которые вряд ли могут быть непосредственно использованы в обычных оптико-электронных измерительных системах, но перспективность детекторов такого типа несомненна, даже если в случае серийного выпуска их быстродействие окажется на порядок худшим.

Характеристики серийно выпускаемых лавинных фотодиодов, в частности, германиевых, можно улучшить при их использовании в режиме так называемого динамического смещения, который заключается в комбинированном питании ЛФД от двух источников смещения - постоянного и переменного [92-95]. В режиме динамического смещения происходит подавление микролазменных пробоев, умножение становится более однородным по сечению $p-n$ -перехода [92,93], при суще-

противоположной полярности, синхронизированный с импульсом тока накачки исследуемого инжекционного лазера, восстанавливают на время, равное его длительности, исходную чувствительность ФЭУ. Через интервал времени, равный времени пролета электронов через входную камеру ФЭУ, электронный сигнал стробоскопической вырезки поступает на первый диод, на который синхронно с приходом этого сигнала также подаются отпирающий стробирующий импульс так, что сигнал помех, поступающий на первый диод не синхронно с временем стробирующего импульса, не достигает второго диода и не участвует в процессе умножения. В результате на выходе ФЭУ регистрируется импульс тока, пропорциональный интенсивности излучения во время действия стробирующего импульса, в котором уменьшена составляющая помех от термоэлектронного шума фотокатода и эмиссии первого диода [99]. Осуществляя временной сдвиг стробирующего импульса по отношению к регистрируемому световому импульсу, можно получить на выходе ФЭУ последовательность импульсов, огибающая которых представляет трансформированный во времени исходный оптический импульс [100,101]. Коэффициент трансформации при этом равен $K_{\tau p} = T_n / \Delta t_c$, где T_n - период повторения строб-импульсов, Δt_c - отрезок времени, на который сдвигается строб-импульс относительно начала сигнала при каждом повторении.

Физическое временное разрешение систем фотоосциллографии со стробоскопическим преобразованием фототока ФЭУ определяется, в основном, соотношением амплитуд управляющих сигналов [102-104]. Запирающие импульсы создают во входной камере потенциальный барьер для фотоэлектронов, а строб-импульсы, превосходящие их по амплитуде, ускоряют электроны в направлении первого диода. Сообщаемая электронам энергия зависит от длительности ускорения, поэтому их полная энергия в значительной мере зависит от момента фотоэмиссии относительно начала стробирующего импульса. В связи с этим преодолеть потенциальный барьер при дальнейшем движении в ускоряющем поле смогут лишь электроны, вылетающие в интервале $\Delta t \ll \Delta t_c$ вблизи начала отпирающего строб-импульса длительностью t_c . Использование этого метода позволяет исключить влияние дисперсии времени пролета электронов на временное разрешение системы регистрации и получать строб-вырезки из фотоэлектрических сигналов с длительностью в $10^2 - 10^3$ раз короче длительности строб-импульса, что обеспечивает физическое временное разрешение устройства $\approx 3 \times 10^{-11}$ с при длительности строб-импульса 10^{-9} с [104-108].

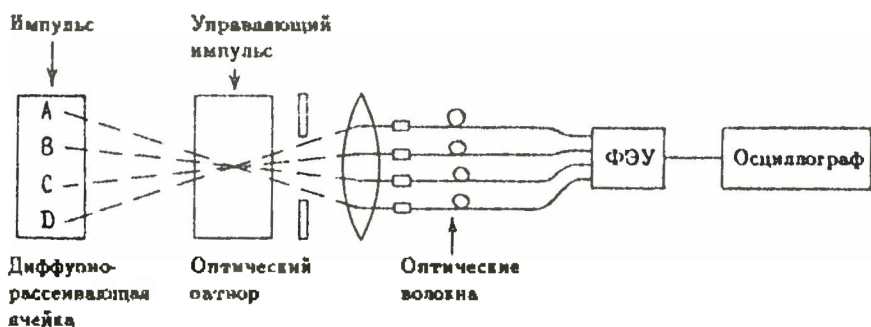


Рис.1. Система многоканального стробирования оптического импульса [113]

ния, испускаемого стробирующим лазером, сильно возрастает при попадании в него внешнего оптического сигнала. На этом принципе построена установка, структурная схема которой представлена на рис.2. Излучение от тестируемого лазера ЛД1, возбуждаемого лавинным генератором G1, фокусируется на стробирующем лазере ЛД2, который открывается короткими импульсами тока от второго лавинного генератора G2, синхронизированного с генератором G1. Лазер ЛД2 воспроизводит временное поведение излучения от ЛД1 путем сдвига времени задержки между импульсами тока накачки от G1 и G2 с помощью управляемой плюсообразным напряжением электронной линии задержки. Медленный интегрирующий Si-фотодиод регистрирует излучение от одного оскала ЛД2, фототок измеряется пикоамперметром и отображается на осциллографе в реальном масштабе времени относительно времени задержки. Разрешение описанной системы лучше 10 пс, минимальная пиковая мощность регистрируемых оптических импульсов - 10 мВт (для сравнения укажем, что комбинация быстрого фотодиода с барьером Шоттки на основе GaAs и быстрого стробоскопического осциллографа позволяла детектировать импульсы с минимальной пиковой мощностью 100 мВт [118]).

Метод счета фотонов

Кинетику люминесценции маломощных источников излучения с высоким временным разрешением можно исследовать с использованием одноквантовых фотоприемников и системы многоканального временного анализа [119-121]. Структурная схема измерительного устройства

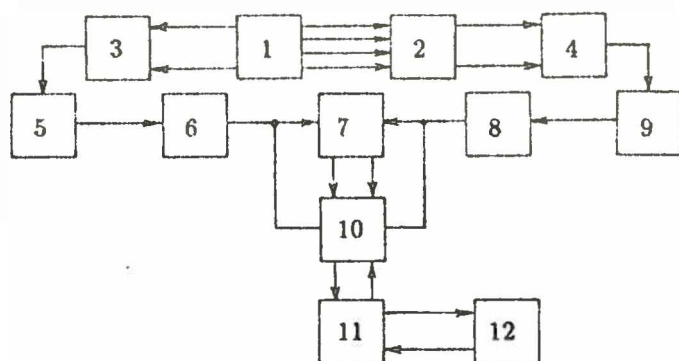


Рис.3. Унифицированная структурная схема системы многоканального временного анализа: 1- источник излучения; 2- аттенюатор; 3- детектор сигнала "старт"; 4- одноквантовый ФЭУ; 5- линия задержки; 6- схема временной привязки ("старт"); 7- схема временной селекции; 8- схема временной привязки ("стоп"); 9- усилитель; 10- устройство временного кодирования; 11- мини-ЭВМ; 12- периферийное оборудование

го фотона пропорциональна интенсивности свечения. Это утверждение справедливо, по крайней мере, для частот следования квантов света до 26 ГГц [123]. При многократном повторении цикла возбуждение-регистрация в памяти МВА воспроизводится форма исследуемого светового импульса. Статистически достоверные измерения законов высвечивания люминесценции возможны лишь при регистрации всех поступающих на фотодетектор квантов света, что затруднительно из-за ограниченного быстродействия существующей аппаратуры. Поэтому обычно применяют альтернативный вариант - регистрируемый световой поток ослабляют до такого уровня, когда вероятность появления более одного фотона за цикл измерений пренебрежимо мала. При ограниченном быстродействии аппаратуры это позволяет исключить просчеты, обусловленные возможным наложением нескольких фотонов [124,125]. Кроме того, для уменьшения искажений, связанных с появлением более одного события в рабочем диапазоне МВА, применяется метод режески многофотонных событий [126,127], то есть по аналогу исключаются случаи, когда на интервале $0...T$ полное число событий ≥ 2 . В случае предельно высокой частоты потока фотонов используется предварительная запись в ЭВМ моментов поступления фотонов [128].

Временное разрешение систем, реализующих статистический

ческой модуляции путем накачки через грань [147,148]. Суть этих методов практически одинакова, оба они являются равносильностью метода оптического пинда, хотя в деталях имеются различия. Основное отличие состоит в том, что в методе фотосмещения в качестве накачивающих лазеров использовались лазер на красителе и криптоновый лазер, работающие на одной длине волны, а в методе оптической модуляции - лазерный диод.

Суть метода фотосмещения заключается в следующем. Зондируемый лазер возбуждается постоянным смещением [148] либо достаточно длинными импульсами тока [149]. В его активный слой непосредственно через переднюю грань вводится излучение от двух одночастотных лазеров, один из которых является перестраиваемым. Процесс поглощения излучения ведет к генерации электронно-дырочных пар, плотность которых оказывается модулированной с частотой, равной разности частот двух накачивающих лазеров. В [144] промежуточная частота сканировалась от 0 до 100 ГГц. Возбужденные носители заряда при релаксации дают вклад в лазерную генерацию путем модуляции оптического усиления и, следовательно, амплитуды выходного излучения исследуемого лазера.

Измерение частотной зависимости модулированного оптического сигнала выполняется с помощью оптического спектроанализатора на основе высокочастотного интерферометра Фабри-Перо [146,148]. Из рассмотрения скоростных уравнений для концентрации носителей заряда n_m и для плотности фотонов p_m при модуляции на малом сигнале, пропорциональной выходному оптическому сигналу, в [144,145] получены выражения

$$n_m = \frac{I}{qV} \cdot \frac{i\omega + \beta}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \quad (4)$$

$$p_m = \frac{I}{qV} \cdot \frac{\Gamma g_n P_0}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{\Theta}{F_0} - \Gamma g_p P_0 \quad (6)$$

где I - амплитуда тока инжекции, V - объем активного слоя, g_n - оптическое усиление, Γ - фактор оптического ограничения, P_0 - установившаяся плотность фотонов, ω_R - частота собственного резонанса, ω - частота оптической модуляции, γ - скорость затухания, g_p - нелинейный коэффициент усиления, Θ - скорость спонтанной эмиссии в волноводную моду в расчете на единицу объема, q - заряд электрона. По сути,

методам. Те и другие не лишены недостатков, но в ряде случаев они обеспечивают преимущество перед прямыми методами измерений, а иногда могут использоваться в сочетании с ними. К нелинейным методам относятся методы измерений, в которых используется нелинейное оптическое преобразование, чаще всего выполняемое в оптических кристаллах, явление внутренней генерации второй гармоники, явление двухфотонного поглощения и т.п.

Самое высокое временное разрешение обеспечивают экспериментальные методы, основанные на записи различных корреляционных функций временного профиля интенсивности импульса $I(t)$. Многие из этих методов дают разрешение 0,1 пс [25], а отдельные обеспечивают фемтосекундное разрешение [156,157].

Корреляционные методы подразделяются на линейные и нелинейные [25]. Простейшим оптическим автокоррелятором является интерферометр Майкельсона, в котором производится линейное сложение двух компонент световых импульсов с плоским волновым фронтом, задержанных друг относительно друга на время τ , а результирующий сигнал регистрируется с помощью квадратичного детектора [158]. Входной импульс $E(t)$, который можно представить в виде $E(t) = E_0(t)e^{i\omega t}$, где $E_0(t)$ - огибающая импульса, являющаяся медленной функцией по сравнению с периодом частоты заполнения ω , расщепляется на два импульса с амплитудой $E(t)/\sqrt{2}$, каждый из которых направляется в раздельные ортогональные плечи интерферометра. Интенсивность сигнала, поступающего на детектор, равна

$$I(t, \tau) = \frac{1}{2} | E_0(t) + E_0(t - \tau) |^2. \quad (7)$$

Если предположить, что постоянная времени детектора намного больше длительности импульса, то выходной сигнал детектора $S(t)$ опишется в виде

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t, \tau) dt = W(1 + A(\tau)), \quad (8)$$

где W - энергия в импульсе, а $A(\tau)$ - функция автокорреляции амплитуды импульса, то есть

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} E_0^2(t) dt, \quad (9)$$

[167]. Ориентация кристалла выбирается так, чтобы вторая гармоника генерировалась лишь при одновременном воздействии двух импульсов. Таким образом, в данном методе измерялась область перекрытия между основным и выдержанным импульсами. Сигнал второй гармоники на выходе нелинейного оптического кристалла опишется в виде

$$E_{2\omega}(t) = [E_1(t) + E_2(t - \tau)]^2, \quad (12)$$

а сигнал на выходе детектора с постоянной времени, большей τ и периода колебаний на частоте ω_1 , в виде

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E_{2\omega}(t)|^2 dt = W(1 + 2G^{(2)}(\tau)), \quad (13)$$

где W - энергия второй гармоники и импульсе, а $G^{(2)}(\tau)$ - функция автокорреляции второго порядка интенсивности импульса. В схеме Вебера (см. рис.4) регистрируемый сигнал второй гармоники определяется соотношением

$$S(\tau) = \frac{2G^{(2)}(\tau) + R(\tau)}{G^{(2)}(0)} \quad (14)$$

где быстроменяющиеся члены содержатся в функции $R(\tau)$. Поскольку $G^{(2)}(\tau)$ не равно нулю в той области, где импульсы перекрываются, такой эксперимент дает информацию о длительности импульса.

В дальнейшем автокорреляционные методы получили широкое распространение, известен ряд модификаций этого метода с использованием различных оптических схем и нелинейных кристаллов. Чаще всего используются кристаллы $LiIO_3$ [163], $LiNbO_3$ [168], $GaAs$ [169]. Вместо объемных нелинейных кристаллов в [168,170] предложено использовать канальные волноводы из $LiNbO_3$, дающие более высокую эффективность преобразования (ранее такие канальные волноводы применялись для удвоения частоты излучения диодных лазеров [171]). Вместо оптической схемы интерферометра Майкельсона использовались схема интерферометра Маха-Цендера [172], многолучевая схема интерферометра Фабри-Перо [173], цилиндрическая телескопическая система, расширяющая пучок до диаметра 20...60 мм, после чего выполнялось его разделение на две равных по интенсивности части и последующее сведение в нелинейном кристалле [174].

Большое внимание в последнее время уделяется автоматизации описи автокорреляционных функций [175-177]. Применение совместно

по времени реплик исходного импульса, а затем - сигнал суммарной или разностной частоты получения 2-й гармоники и третьей реплики исходного импульса. Полученный сигнал тройной корреляции после соответствующих математических преобразований позволяет восстановить временной профиль исходного сигнала. Сигнал тройной корреляции при несинхронной генерации третьей гармоники, также осуществляемой в два этапа с помощью двух нелинейных кристаллов, использовался в [184,182] для измерения длительности ультракоротких импульсов лазера на неодимовом стекле. Вместо двух нелинейных кристаллов для генерации третьей гармоники предлагалось использовать лювету с парами атомов металла [186] - преимуществом такого метода, помимо простоты юстировки, является большой диапазон для волн. В работе [187] автокорреляционную функцию третьего порядка получали с помощью тройного интерферометра Гамо с нелинейным кристаллом, разработан алгоритм восстановления формы импульса.

Автокорреляционные методы измерения не дают непосредственной информации о форме импульсов, а последующая математическая обработка результатов справедлива лишь при определенных ограничениях, налагаемых на форму измеряемого импульса (как, например, симметричный [163], прямоугольный [174] импульс и т.п.). Наиболее универсальный математический алгоритм для восстановления всех возможных форм коротких импульсов по автокорреляционной функции интенсивности предложен в [188]. К тому же амплитуда импульса должна быть достаточно большой, так как необходимым условием данной методики является разделение импульса на две или более частей. Поэтому данная методика чаще используется для определения длительности импульсов мощных лазеров, хотя применяется и для полупроводниковых лазеров.

Последний из указанных недостатков в какой-то мере устраняется в кросс-корреляционных методах [189-194], в которых в нелинейный кристалл одновременно с импульсом от исследуемого лазера вводится импульс получения от опорного лазера, являющийся "стрибирующим" по отношению к исследуемому. Как правило, в качестве опорных используются лазеры с синхронизацией мод на красителях [189-191], положение стробирующего импульса по отношению к исследуемому может изменяться с помощью сканируемой линии поддержки. Детектор, расположенный после нелинейного кристалла, регистрирует сигнал, пропорциональный функции взаимной корреляции двух указанных импульсов.

Одной из модификаций нелинейной кросс-корреляционной мето-

емый при смешении излучения от двух полупроводниковых лазеров в пелинейном оптическом кристалле $LiIO_3$, один из которых является тестируемым, а другой (с синхронизацией мод во внешнем резонаторе) - стробирующим. Принцип измерений полностью аналогичен описанному выше. Получено временное разрешение 25 пс. В [193] в качестве стробирующего лазера использовался лазер на $AlGaAs$ с насыщающимся поглотителем, работающий в режиме внутренней модуляции добротности резонатора. При длительности опорного импульса 6 пс удалось реализовать измерительную систему с временным разрешением 9 пс.

В работах [198,199] предложена еще одна простая и точная практическая методика измерения длительности пикосекундных импульсов полупроводниковых лазеров, использующая явление внутренней генерации второй гармоники (ВГВГ), сопровождающее лазерную генерацию. Это явление известно давно [200], проводились исследования ВГВГ в лазерах на $GaAs$ с гомоструктурой [200], в лазерах на $GaAlAs$ с двухсторонней гетероструктурой [201,202], в лазерах на $InGaAsP$ [203]. Было обнаружено, что мощность сигнала второй гармоники связана с мощностью получения лазерного диода (ЛД) на основной частоте соотношением $P_{2\omega} = \alpha \cdot P_{\omega}^2$, где α - эффективность преобразования, отличающаяся для разных лазеров, но постоянная для лазеров данного типа при различных рабочих условиях. Усредненная мощность излучения при импульсной генерации может быть выражена через импульсную мощность и скважность Q как $\bar{P} = P_{имп}/Q$. Измерив усредненную мощность излучения основной и второй гармоник в режиме генерации длинных импульсов с известной скважностью либо в режиме непрерывной генерации ($Q = 1$), находят вышеупомянутую эффективность преобразования α . Если затем измерить усредненные мощности излучения основной и второй гармоник в режиме генерации пикосекундных импульсов, можно оценить длительность коротких импульсов по соотношению

$$\tau_{пс} = A \cdot \frac{T_{пс}}{Q} \cdot \frac{(\bar{P}_{2\omega}/\bar{P}_{\omega}^2)_{опора}}{(\bar{P}_{2\omega}/\bar{P}_{\omega}^2)_{пс}}, \quad (15)$$

где $T_{пс}$ - период следования пикосекундных импульсов, A - коэффициент, зависящий от формы пикосекундного импульса ($A=0,66$ для гауссовой и $0,35$ для экспоненциальной формы), $(\bar{P}_{2\omega}/\bar{P}_{\omega}^2)_{опора}$ - отношение усредненных мощностей излучения второй и основной гармоник для длинных (опорных) импульсов, $(\bar{P}_{2\omega}/\bar{P}_{\omega}^2)_{пс}$ - для исследуемых пикосекундных импульсов.

образце [210]. За образцом возникает дифракционная картина, регистрация которой позволяет определить длину когерентности ΔL_k , связанную с длительностью импульса соотношением $\tau = 4,6 \Delta L_k \cdot 10^{-11}$ с [212]. Метод позволяет определить лишь длительность импульса, но не его временной профиль.

Наконец, упомянем еще об одном нетрадиционном способе измерения длительности импульсов с помощью возбуждения акустических волн, предложенном в работе [213]. Световой импульс расщепляется на два, и они направляются в материальную среду, распространяясь навстречу друг другу. В области "столкновения" в результате нагрева среды поглощаемым излучением генерируется акустический волновой импульс, профиль которого повторяет температурное распределение; последнее, в свою очередь, пропорционально автокорреляционной функции второго порядка светового импульса. Длительность генерируемого акустического импульса τ_A связана с длительностью светового импульса τ_L коэффициентом расширения M , равным [213]

$$M = \frac{\tau_A}{\tau_L} = \frac{c}{nkc_{sa}} \quad (16)$$

где c/n - скорость света в среде с показателем преломления n , c_{sa} - скорость продольных акустических волн в среде, k - форм-фактор (для гауссовой формы светового импульса $k = 1/\sqrt{2}$). Поскольку $c_{sa} = c/n \gg c_{sa}$, то $\tau_A \gg \tau_L$, и вместо измерений в пикосекундном диапазоне для светового импульса достаточно выполнять измерения в наносекундном диапазоне для акустического импульса. Аналогичное соотношение справедливо для случая генерации поверхностных акустических волн (ПАВ):

$$M = \frac{\tau_A}{\tau_L} = \frac{c}{kc_{sa} \sin \beta} \quad (17)$$

где c_{sa} - скорость ПАВ, β - угол между двумя световыми пучками. Длительность акустического импульса можно измерять оптическими методами [214] или же с помощью пьезоэлектрических преобразователей [215]. В [213] таким методом удалось измерить длительность лазерных импульсов порядка 100 фс.

где $V_{0\omega} = V_{\omega}$ при $\omega \rightarrow 0$, R_{pn} - дифференциальное сопротивление $p-n$ перехода, ω - круговая частота модуляции, L_k - конструктивная индуктивность излучателя, α - константа, не зависящая от частоты, R_0 - сопротивление пассивных слоев и контактов излучателя, τ_{pn} - временной параметр, равный

$$\tau_{pn} = \tau_{эфф} + R_d C_0, \quad (19)$$

где $\tau_{эфф}$ - эффективное время жизни неравновесных носителей заряда, R_d - активное дифференциальное сопротивление, C_0 - барьерная емкость $p-n$ перехода.

Поскольку все величины, входящие в левую часть уравнения (18), могут быть измерены экспериментально, данная зависимость может быть использована для определения τ_{pn} . Для практической реализации методики предложено использовать дополнительную модуляцию подвешенной ω низкочастотным сигналом Ω и контролировать постоянство амплитуды переменного напряжения на $p-n$ -переходе по низкочастотной гармонике светового поля [218]. Это позволяет использовать обычные низкочастотные ФЭУ при частотах модуляции ω до сотен МГц.

Еще один способ определения τ_{pn} с использованием свойств эквивалентной схемы также предложен в [217]. Величина τ_{pn} может быть найдена при заданном токе I по измерению активной составляющей проводимости G_a на резонансной частоте эквивалентной схемы, когда реактивная составляющая обращается в нуль:

$$\tau_{pn} = \frac{G_a}{1 - R_0 G_a}, \quad (20)$$

где R_0 - сопротивление контактов и пассивных слоев гетероструктуры.

Перспективным методом измерения быстродействия полупроводниковых лазеров, позволяющим исключить влияние паразитных элементов схемы питания лазера, является использование в измерительных комплексах импульсных колебательных систем с обратной связью (рециркуляторов), в которых исследуемый лазер используется в качестве функционального элемента [219,220]. Параметры функционирования такой системы (например, частота рециркуляции, число циклов рециркуляции и др.) определяются известными характеристиками самой системы и параметрами, характеризующими быстродействие лазера. В этом случае по параметрам функционирования системы в целом можно определить параметры входящего в нее полупроводникового лазера, используя известный закон функционирования

Литература

1. Манах И.С., Фигурин В.А. Временные характеристики полупроводниковых источников излучения //ЖПС. - 1971. - Т.5, №6. - С.949-959.
2. Konnerth K., Lanza C. Delay between current pulse and light emission of a gallium arsenide injection laser //Appl.Phys.Lett. - 1964 - V.4, №7. - P.120-121.
3. Suematsu Y., Akiba S. Some properties of semiconductor injection lasers //Trans.IECS Japan. - 1976. - V. E-59. - P.1-5.
4. Дмитриев А.Г., Царенков Б.В. О кинетике электролюминесценции светодиодов //ФТП. - 1971. - Т.5, №8. - С.1713-1720.
5. Кипетька излучательной рекомбинации неравновесных носителей тока в GaAs p-n переходах /А.Н.Именков, М.М.Коолов, Д.Н.Наследов, Б.В.Царенков // ФТП. - 1966. - Т.88, №7. - С.2098-2103.
6. Царенков Г.В. Переходные характеристики светодиодов //ФТП. - 1971. - Т.5, №12. - С.2306-2315.
7. Ikegami T., Suematsu Y. Carrier lifetime measurement of a junction laser using direct modulation // IEEE J.Quant. Electron. - 1968. - V.QE-4, №4. - P.148-151.
8. Ripper J.E. Measurement of spontaneous carrier lifetime from stimulated emission delays in semiconductor lasers //J.Appl.Phys. - 1972. - V.43, №4, pt.2. - P.1762-1763.
9. Dymont J.C., Ripper J.E., Lee T.P. Measurement and interpretation of long spontaneous lifetimes in double-heterostructure lasers //J.Appl.Phys. - 1972. - V.43, №2, pt.1. - P.452-457.
10. Guekos G., Strutt M.J.O. Delay between current pulse and the light emission of GaAs laser diodes //Electron.Lett.- 1967.- V.3, №6.- P.276-277.
11. Itaya Y., Suematsu Y., Iga K. Carrier lifetime measurement of GaInAsP/InP double-heterostructure lasers // Jap.J.Appl.Phys. - 1977. - V.16, №6. - P.1057-1058.
12. Манах И.С., Михнюк С.Б. Анализ переходных процессов в источниках излучения на основе непрямозонных полупроводников //Лазерная и оптико-электронная техника. - Мн.: Университетское, 1989. - С.112-115.
13. Определение внутренних параметров GaAs источников некогерентного излучения / Е.Д.Карих, И.С.Манах, Ю.В.Попов, А.Ф.Шильов // Иов.вузов. Физика. - 1976. - №1. - С.32-36.
14. Спектральные и временные характеристики ДГС лазеров на основе GaAlAs /Е.Д.Карих, В.Д.Курьясов, И.С.Манах и др. // Иов.вузов.

- urement of laser output //Proc. SPIE. - 1980. - V.234. - P.12-16.
30. Иппен Э., Шенк Ч. Методы измерений /Сверхкороткие световые импульсы. Под ред.С.Шапиро. - М.: Мир, 1981. - С.116-165.
31. Завойский Е.К., Фанченко С.Д. Физические основы электронно-оптической хронографии //Докл.АН СССР. - 1956. - Т.108, N². - С. 218-221.
32. Zavoisky E.K., Fanchenko S.D. Image converter high speed photography with 10^{-9} to 10^{-14} s time resolution // Appl.Opt. - 1965. - V.4, N²⁹. - P.1155-1167.
33. Bradley D.J., Majumdar S. Time dispersion effects in a multiple-beam storage, image tube framing camera //J.Phys.E: Sci.Instrum. - 1968. - V.1. - P.702-706.
34. UK Provisional Patent Spec. 31 167/70, 1970. US Patent 3761614, 1973 /Bradley D.J.
35. Бутслов М.М., Степанов В.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. - М.: Наука, 1978. - 431 с.
36. Наблюдение процессов пикосекундной длительности методом электронно-оптической хронографии /М.М.Бутслов, Б.А.Демидов, С.Д.Фанченко и др. //Докл.АН СССР. - 1973.- Т.209, N²⁵. - С.1060-1062.
37. Бредли Д. Методы генераций //Сверхкороткие световые импульсы. Под ред. С.Шапиро. - М.Мир, 1981. - С.35-115.
38. Bradley D.J., Sibbett W. Subpicosecond chronoscopy //Appl. Phys.Lett. - 1975. - V.27, N²⁷. - P.382-384.
39. Sleat W.E., Sibbett W., Taylor J.R. Stroboscopic operation of a synchroscan streak camera //Opt.Commun. - 1983.- V.45, N²⁶. - P.411-415.
40. Time response of ultrafast streak camera system using femtosecond laser pulses /P.P.Ho, A.Katz, R.R.Alfano, N.M.Schiller //Opt.Commun.- 1985.- V.54, N²¹.- P.57-62.
41. Lin C., Bowers J.E. Measurement of 1.3 and 1.5 μm gain-switched semiconductor laser pulses with a picosecond IR streak camera and a high-speed InGaAsP pin photodiode //Electron.Lett. - 1985. - V.21, N^{25/26}. - P.1200-1202.
42. Improvements in picosecond chronography /E.G.Arthurs, D.J.Bradley, B.Liddy et al. //Proc. X Int.Congr. on High Speed Photogr. Nice, 1972. - P.117.
43. Прямая регистрация пикосекундных импульсов инжекционного лазера с активной синхронизацией мод /А.П.Богатов, П.П.Васильев,

- GaAs /Н.Г.Басов, Ю.А.Дрожбин, Ю.П.Захаров и др. //ФТТ. - 1966. Т.8, №9. - С.2816-2818.
58. Исследование некоторых временных характеристик ПКГ на $p-n$ переходе GaAs /Ю.А.Дрожбин, Ю.П.Захаров, В.В.Нивитян и др. //ФТП. - 1967. - Т.1, №10. - С.1575-1576.
59. Streak camera study a short pulse generation in an optically pumped GaAs/GaAlAs laser /M.D.Dawson, W.Sibbett, J.I.Vukusic et al.// Appl. Phys. Lett. - 1983. - V.43, №3. - P.226-228.
60. White I.H., Gallacher D.F.G Direct streak camera observation of picosecond gain switched optical pulses //Electron.Lett. - 1985. - V.21, №5. - P.197-199.
61. Onodera N., Ito H., Inaba H. Real-time measurement of picosecond optical pulses from an InGaAsP diode laser using an ultrafast streak camera with infrared frequency up-conversion //Appl Phys.Lett. - 1983. - V.43, №8. - P.720-722.
62. Васильев П.П. Особенности спектральной динамики пикосекундных AlGaAs/GaAs инжекционных лазеров с модуляцией добротности //Краткие сообщ. по физике.- 1988 - №9.- С.46-48.
63. Намаи Н.С. Измерение формы пикосекундных импульсов // ТИИЭР. - 1978. - Т.66, №4. - С.81-105.
64. Kobayashi T. Picosecond laser spectroscopy //Meth.Exp.Phys. - 1982. - V.20. - P.163-195.
65. Clement G., Loty C. Channel-plate electron multiplier in cathode-ray tubes //IEEE J.Quant. Electron. - 1973. - V.QE-16, №1. - P.102-111.
66. Sipp B., Mische J.A., Clement G. Temporal response and real time measurements with a 5 GHz photocell-oscilloscope system at low light levels //J.Phys.E: Sci.Instrum. -1975. - V.8, №4. - P.296-298.
67. Грий С. Монитор лазерных импульсов с 50-пс детектором //Приб. для науч. исслед. - 1976. - №9. - С.107-109.
68. Бек Г. Фотодиод с временем релаксации 60 пс //Приб. для науч.исслед. - 1976. - №7. - С.60-65.
69. Мельчвор Х., Фишер М.Б., Арамс Ф.Р. Фотоприемники для систем оптической связи //ТИИЭР. - 1970. - Т.58, №10. - С.69-90.
70. Шилов А.Ф., Манах И.С., Кобак И.А. Установка для измерения глубины модуляции излучения в полосе 2 ГГц //ЖПС.- 1967.- Т.6, №5.- С.674-675.
71. А.С. 1402811 СССР. Способ регистрации формы оптического сигнала /И.Д.Бондаренко, И.Э.Заливский, В.М.Стеця, А.Ф.Шилов //Открытия, изобретения.- 1988.- №16. - С.230.

85. Штейнмец. Пикосекундный фотоприемник для импульсов лазерного излучения в диапазоне от 257 нм до 1 мкм // Приб. для науч.исслед. - 1979. - №5. - С.64-69.
86. Long wavelength (1.3 to 1.6 μm) detectors for fiber optical communications / G.E.Stillman, L.W.Cook, G.F.Bulman et al. // IEEE Trans. Electron.Dev. - 1982. - V.ED-29, №9. - P.1355-1371.
87. Very high-speed back-illuminated InGaAsP/InP *pn* punch-through photodiodes / T.P.Lee, C.A.Burrus, K.Ogawa, A.G.Dentai // Electron.Lett. - 1981. - V.17, №12. - P.431-432.
88. Large gain-bandwidth product, low dark-current InAlAs/InAlGaAs quaternary-well superlattice avalanche photodiodes / I.Watanabe, S.Sugou, H.Ishikawa et al. // OFC/IOOC'93: Conf.Opt.Fiber Commun. and Int.Conf.Integr. Opt. and Opt Fiber Commun., San Jose, Calif., Febr.21-26, 1993. - Washington: D.C., 1993. - P.184-185.
89. High-speed InP/GaInAs metal-semiconductor-metal photodetectors grown by chemical beam epitaxy / N.Debbar, A.Rudra, J.F.Carlini, M.Hegeme // Appl. Phys.Lett. - 1994. - V.65, №2. - P.228-230.
90. Comparison of the picosecond characteristics of silicon and silicon-on-sapphire metal-semiconductor-metal photodiodes / C.C.Wang, S.Alexandrou, D.Jacobs-Perkins, T.Y.Hsiang // Appl.Phys.Lett. - 1994. - V.64, №26. - P.3578-3580.
91. Гетеробарьерные фотодиодные МПМ-структуры с субпикосекундным временным разрешением / С.В.Аверин, Е.Штейн фон Каммински, Х.Г.Роскос и др. // Квант. электрон. - 1994. - Т.21, №9. - С.873-877.
92. Electrical suppression of avalanche currents / H.Melchior, A.Goetzberger, E.H.Nicollian, W.T.Lynch // Solid-State Electron.- 1969. - V.12, №6. - P.449-462.
93. Лаврукович В.И., Пикулик В.Г., Писаков Г.Е. Усиление фототока германиевым лавинным фотодиодом при различных длинах волны светового воздействия в условиях статического и динамического смещения // Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Труды докл. III ВНТК. - М.:ВНИИОФИ, 1979. - С.47.
94. А.С. 1171959 СССР. Способ генерирования шумовых колебаний / В.Г.Пикулик, Г.Е.Писаков // Открытия, изобретения. - 1985. - №29. - С.187.
95. Работа лавинного фотодиода в режиме электрического гетеродина / Л.В.Володько, В.И.Лаврукович, В.Г.Пикулик, Г.Е.Писаков // Докл. АН БССР. - 1977. - Т.21, №5. - С.414-416.
96. Куряло В.С., Пикулик В.Г. Согласующие цепи для полупроводниковых

высокого временного разрешения в системах регистрации оптических сигналов на фотонистронных приборах //Импульсная фотометрия. - Л.:Машиностроение, 1984. - С.99-103.

107. Прохоренко А.С. Стробоскопическая фотоэлектронная осциллография оптических сигналов с субнаносекундным разрешением во времени Диссертация канд. техн. наук. - Мн., 1989. - 145 с.

108. Прохоренко А.С., Шаронов Г.В. Фотоприемник стробоскопической ФЭУ //Высокоскоростная фотография в фотонике. Тез. докл. 17-й ИТК. М.:ВНИИОФВ, 1995. - С.24.

109. Merkelo H., Wiczer J.J. A high speed sampling photo-multiplier //Techn. Dig.Int.Electron.Dev.Meeting.- New-York, 1973.- P.217-219.

110. Wiczer J.J., Merkelo H. Picosecond optical detection by high-speed sampling of photoelectrons //Appl.Phys.Lett. - 1975. - V.27, N²⁷. - P.397-399.

111. Пышкин С.Л., Шудров В.И. Импульсный синхронный детектор //ИТЭ. - 1981. - N⁴⁵. - С.234.

112. Abernethy J.D.W. The boxcar detector //Wireless World. - 1970. - V.4. - P.1-4.

113. Duguay M.A.,Savage A. Picosecond optical sampling oscilloscope // Opt. Commun. - 1973. - V.9, N².- P.212-215.

114. Duguay M.A., Hansen J.W. An ultrafast light gate //Appl.Phys.Lett.- 1969 - V.15, N⁹. - P.192-194.

115. US Patent 3596104. Method and apparatus for analyzing traveling light waves /J.D.Macomber // July 27, 1971.

116. Vogel G.C, Savage A., Duguay M.A. Picosecond optical sampling //IEEE J.Quant. Electron. - 1974.- V.QE-10, N⁹. - P.642-646.

117. Ketterer K., Böttcher E.H., Bimberg D. Picosecond optical sampling by semiconductor lasers //Appl.Phys.Lett. - 1987. - V.50, N²¹.- P.1471-1473.

118. The DSI diode - a fast large-area optoelectronic detector / W.Roth, H.Shumacher, T.Kluge et al. //IEEE J.Quant. Electron.- 1985.- V.QE-32, N⁶.- P.1034-1036.

119. Малевич И.А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. - Мн.:Иод-во Белгосунниверситета, 1981. - 384 с.

120. Демчук М.И., Иванов М.А. Статистический одноквантовый метод в оптико-флюоресцентном эксперименте. - Мн.:Иод-во Белгосунниверситета, 1981. - 176 с.

121. Knight A.E.W., Selinger B.K. Single photon decay spectroscopy // Austral.J.Chem. - 1973. - V.26, N²¹. - P.1-27.

- GaAs/InP avalanche photodiodes at 1.3 μm . //B.F.Levine, C.G.Bethea, L.C.Cohen et al. //Electron.Lett.- 1985.- V.21, N² - P.83-85.
136. Фиктнер, Хекер. Временное разрешение германиевых лавинных фотодиодов в режиме счета фотонов в схеме одержанных совпадений //Приб. для науч.исслед.- 1976.- N³ - С.105-109.
137. Single-photon detection beyond 1 μm : performance of commercially available germanium photodiodes /A.Lacaita, P.A.Francesse, F.Zappa, S.Cova //Appl.Opt.- 1994. - V.33, N³⁰. - P.6902-6918.
138. New silicon epitaxial avalanche diode for single-photon timing at room temperature /M.Ghioni, A.Lacaita, S.Cova, G.Ripamonti //Electron.Lett.- 1988 - V.24, N²⁴. - P.1476-1477.
139. Cova S., Ripamonti G., Lacaita A. Avalanche semiconductor detector for single optical photons with a time resolution of 60 ps //Nucl.Sci.Meth.- 1987.- V.A-253. - P.482-487.
140. High accuracy picosecond characterization of gain-switched laser diodes / S.Cova, A.Lacaita, M.Ghioni, G.Ripamonti //Opt.Lett.- 1989.- V.14, N²⁴. - P.1341-1343.
141. Лумс Т., Рипамонти Дж., Лакайта А. Микроспектрохронограф для измерения времен высвечивания фотолюминесценции методом корреляции фотонов с применением лавинного диода в качестве детектора //Приб. для науч.исслед. - 1990.- N¹.- С.12-22.
142. System for single-photon detection on the base of avalanche photodiode / S.Cova, A.Lacaita, M.Ghioni, G.Ripamonti //Rev.Sci.Instrum.- 1989.- V.60. - P.1104-1107.
143. Lau K.Y., Yariv A. Ultra-high speed semiconductor lasers // IEEE J.Quant. Electron.- 1985. -V.QE-21, N¹.- P.121-138.
144. Newkirk M.A., Vahala K.J. Parasitic-free measurement of the fundamental frequency response of a semiconductor laser by active-layer photomixing //Appl.Phys.Lett. - 1988.- V.52, N¹⁰.- P.770-772.
145. Vahala K.J., Newkirk M.A. Equivalent circuit model for active-layer photomixing: Parasitic-free modulation of semiconductor lasers // Appl.Phys.Lett.- 1988.- V.53.- P.1141-1143.
146. Newkirk M.A., Vahala K.J. Measurement of the fundamental modulation response of a semiconductor laser to millimeter wave frequencies by active-layer photomixing //Appl.Phys.Lett. - 1989.- V.55, N¹⁰.- P.939-941.
147. Measurement of intrinsic frequency response of semiconductor lasers using optical modulation /C.H.Lange, J.Eom, C.B.Su et al. //Electron.Lett. - 1988.- V.24, N¹⁸.- P.1131-1132.

докл. 17-й ИТК.- М.:ВНИИОФИ, 1995.- С.23.

162. Stair M.D. Comments on a linear technique for the measurement of ultrashort optical pulse width //Opt.Commun.- 1972.- V.6, N^o12.- P.435-437.

163. Curtis J.P., Carol J.E. Autocorrelation systems for the measurement of picosecond pulses from injection lasers //Int.J.Electron.- 1986.- V.60, N^o1.- P.87-111.

164. Clark B. Autocorrelators measure short pulses //Laser Focus World.- 1991.- V.27, N^o1.- P.135-137.

165. Определение формы одиночного УКИ света /Р.А.Авахан, А.О.Варданин, В.Р.Мартirosян и др. //Квант. электрон.- 1992.- Т.19, N^o3.- С.269-271.

166. Weber H.P. Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase-locked lasers using nonlinear optics //J.Appl.Phys.- 1967.- V.38, N^o4.- P.2231-2234.

167. Weber H.P., Mathieu E., Meyer K.P. Optical mixing with different polarizations of laser beams //J.Appl.Phys.- 1966.- V.37, N^o8.- P.3584-3586.

168. Autocorrelation measurements of picosecond laser-diode pulses by means of quasiphase-matching LiNbO₃ channel waveguides /A.Galvanauskas, J.Webjorn, A.Krotkus, G.Arvidsson //Electron.Lett.- 1991.- V.27, N^o9.- P.738-740.

169. Armstrong J.A. Measurement of picosecond laser pulse width //Appl.Phys. Lett.- 1967.- V.10, N^o1.- P.16-18.

170. Somech S., Yariv A. Phase-matching by periodic modulation of the nonlinear optical properties //Opt.Commun.- 1972.- V.6 - P.301-302.

171. Webjorn J., Laurell F., Arvidsson G. Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide //IEEE Photon.Technol.Lett.- 1989.- V.1.- P.316-318.

172. Autocorrelators measure single laser pulses //Laser Focus World.- 1988.- V.25, N^o2.- P.95-96,98,100.

173. Chandrashekhar R., Sergio C. Spectroscopy of short pulses //Bol.Inst. Tonantzintla.- 1977.- V.2, N^o3.- P.187-197.

174. Сравнительное измерение длительности пикосекундных импульсов света прямой и автокорреляционной методами / У.Г.Пивинский, Г.Е.Николаев, Д.С.Прилежаев, Э.В.Нестерова //Квант. электрон.- 1992.- Т.19, N^o3.- С.274-276.

175. Измерение длительности лазерных импульсов в диапазоне 0,2-50 пс / С.Д.Ахметов, Р.А. Ганеев, Ф.Ш.Ганиханов и др. //Квант.

188. Плявенец А.Г., Ястребов С.В. Об определении формы лазерного импульса по его автокорреляционной функции интенсивности //Квант. электрон. - 1989.- Т.16, №12. - С.2581-2585.
189. Optical correlation measurement of switching transients in high-speed semiconductor lasers / J.M.Wiesenfeld, R.S.Tucker, P.M.Downey, J.E.Bowers // Electron.Lett. - 1986. - V.22, №7. - P.396-397.
190. Shah J. Ultrafast luminescence spectroscopy using sum frequency generation //IEEE J.Quant. Electron.- 1988.- V.QE-24, №2.- P.276-279.
191. Propagation delays and transient times in pulse-modulated semiconductor lasers /R S.Tucker, J.M.Wiesenfeld, P.M.Downey, J.E.Bowers // Appl.Phys.Lett. - 1986. - V.48, №25. - P.1707-1709.
192. Duguay M.A., Damen T.C. Picosecond measurement of spontaneous and stimulated emission from injection lasers //Appl.Phys.Lett.- 1982.- V.40.- P.667-669.
193. Кросскорреляционные измерения временных параметров оптических сигналов с помощью пикосекундного полупроводникового лазера /В.Л.Карагазов, Д.В. Коломойцев, В.А.Комов и др. //Письма в ЖТФ.- 1991.- Т.17, №18. - С.1-4.
194. Авакян Р.А., Варданян А.О., Оганесян Д.Л. Кросс - корреляционный метод определения формы одиночного УКИ //Квант. электрон.- 1994.- Т.21, №1. - С.75-77.
195. Duguay M.A.,Hansen J.W. Optical sampling of subnanosecond light pulses //Appl.Phys.Lett.- 1968.- V.13. - P.178-180.
196. High-speed ion bombarded InGaAs photoconductors /P.M.Downer, R.J.Martin, R.E.Nahory, O.G.Lorimor //Appl.Phys.Lett.- 1985.- V.46. - P.396-398.
197. Kanada T, Fanzen D.L. Optical waveform measurement by optical sampling with a mode-locked laser diode //Opt.Lett.- 1986.- V.11, №1.- P.4-6.
198. US Patent №4772118. Methods and apparatus for measuring picosecond semiconductor laser pulse duration using the internally generated second harmonic emission accompanying the laser output /Lin C.M., Chen Y.C. //Int.Cl.⁴ G01 J 1/00, 20.09.1988
199. Chen Y.C., Lin C.M. Measurement of picosecond laser pulse duration with internally generated second harmonic emission //Appl.Phys.Lett.- 1985.- V.47, №7.- P.662-664.
200. Malstrom L.D., Schlickman J.J., Kingston R.H. Internally second harmonic generation in gallium arsenide lasers //J.Appl.Phys.- 1964.- V.35, №1.- P.248-249.

- photon fluorescence of XeF visible transition /N.Sakura, M.Watanabe, A.Endoh, S.Watanabe //Opt.Lett.- 1988 - V 13, N²¹¹.- P.996-998.
216. Хоерлайн В. Высоочастотный импеданс и спонтанное время жизни в полосковых полупроводниковых лазерах с узкой активной областью //Квант электрон.- 1988.- Т. 15, N²¹¹.- С.2239-2244.
217. Карих Е.Д., Шилин А.Ф. Параметры эквивалентной схемы гетеролазеров при токах ниже порогового //Иов.вузов. Радиофизика.- 1984.- Т.27, N²⁴.- С.441-449.
218. Карих Е.Д. Вторичные процессы в инжекционных источниках излучения на основе прямослойных полупроводников: Дисс...канд.физ.-мат.наук.- Минск, 1985.- 185 с.
219. Коростик К.Н. О применении рециркуляторов в измерителях параметров полупроводниковых инжекционных лазеров //Иов.вузов. Приборостроение.- 1993.- Т.36, N²⁴.- С.63-67.
220. Коростик К.Н. Учет эффекта накопленного оаряда в полупроводниковом лазере при формировании последовательности близко расположенных импульсов стимулированного излучения //Иов.вузов. Приборостроение.- 1986.- Т.29, N²⁴.- С.82-84.

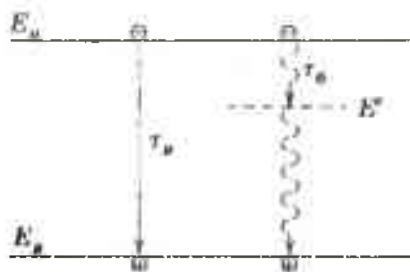


Рис. 1. Схема релаксации неравновесных носителей в случае межзонной излучательной рекомбинации: E_n и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно, E' — энергия глубокого энергетического уровня в запрещенной зоне полупроводника, на который безызлучательно переходит электрон из зоны проводимости с вероятностью $P_B = 1/\tau_0$ (τ_0 — время жизни электронов для рассматриваемого перехода), впоследствии рекомбинирующий со свободной дыркой валентной зоны

Поток электронов через границу объемного барьера в стационарном состоянии дается соотношением

$$B|_{z=0} = \gamma_n \frac{I}{e}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, γ_n — коэффициент инжекции электронов p — n — переходом ($\gamma_n \approx 1$).

Прямой ток $i(t)$ пропорционален потоку электронов в n -области вдали от слоя пространственного заряда, который равен сумме двух компонентов: потоку инжектированных в p -область электронов $B_1(t)$ и потоку электронов $B_2(t)$, идущему на нейтрализацию части пространственного заряда в n -области (зарядка барьерной емкости p — n - перехода). То есть, в любой момент времени

$$B(t) = B_1(t) + B_2(t). \quad (5)$$

Если пренебречь влиянием барьерной емкости p — n - перехода, т.е. считать $B_2(t) = 0$, то накопление электронов в p -области будет контролироваться только процессами рекомбинации, и для интенсивности получения в любой момент времени имеем выражение

$$\Phi(t) = \Phi_0(1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (6)$$

Потоком $B_c(t)$ можно пренебречь по сравнению с потоком $B_b(t)$ при $t > t_{\text{защ}}^*$. Если плотность тока через светодиод такова, что $i_c \ll \tau_c$, то нарастание интенсивности излучения будет экспоненциальным с постоянной времени τ_c . Это выполняется при больших плотностях тока, удовлетворяющих соотношению

$$j \gg \frac{2eN_0W_c}{\tau_c} \quad (11)$$

Если же плотность тока такова, что $i_c \sim \tau_c$, то поток $B_c(t)$ окажет сильное влияние на нарастание интенсивности излучения и j будет определяться только зарядом барьерной емкости:

$$j \ll \frac{2eN_0W_c}{\tau_c} \quad (12)$$

Введем мгновенный коэффициент инжекции

$$\gamma(t) = \gamma_0 \frac{I - i_c(t)}{I} = \gamma_0 \left(1 - \frac{i_c(t)}{I} \right) \quad (13)$$

Упрощенно представим p - n -переход в виде параллельной RC -цепочки с постоянной времени τ_{nc} . Тогда ток заряда барьерной емкости равен

$$i_c(t) = I e^{-t/\tau_{nc}} \quad (14)$$

Выражение для мгновенного коэффициента инжекции опишется в виде

$$\gamma(t) = \gamma_0 (1 - e^{-t/\tau_{nc}}) \quad (15)$$

Выражение (15) дает возможность определить зависимость от времени потока электронов, втекающих в p -область прибора,

$$B(t) = \frac{1}{e} \gamma(t) I = \frac{1}{e} \gamma_0 (1 - e^{-t/\tau_{nc}}) I \quad (16)$$

Подставив (16) в (1), получим уравнение накопления неосновных носителей в активной области прибора с учетом заряда барьерной емкости

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \gamma_0 I (1 - e^{-t/\tau_{nc}}) \quad (17)$$

Решение данного дифференциального уравнения можно описать как

$$n(t) = n_1(t) + n_{11}(t), \quad (18)$$

$$D \left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_{RC}} \right) = -\frac{1}{e} \gamma_n I. \quad (30)$$

В результате получим, что

$$D = -\frac{\frac{1}{e} \gamma_n I}{\left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_{RC}} \right)}. \quad (31)$$

Тогда получаем

$$n_{II}^n(t) = -\frac{\gamma_n I}{e \left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_{RC}} \right)} e^{-t/\tau_{RC}}. \quad (32)$$

Для частного случая $\tau_c = \tau_{RC}$ решение ищем в виде

$$n_{II}^n(t) = F t e^{-t/\tau_c}. \quad (33)$$

Подставив (33) в (25), получим

$$\frac{dn_{II}^n}{dt} = F e^{-t/\tau_c} - \frac{F t}{\tau_c} e^{-t/\tau_c}, \quad (34)$$

$$F e^{-t/\tau_c} - \frac{F t}{\tau_c} e^{-t/\tau_c} + \frac{F t}{\tau_c} e^{-t/\tau_c} = -\frac{1}{e} \gamma_n I e^{-t/\tau_c}, \quad (35)$$

$$F - \frac{F t}{\tau_c} + \frac{F t}{\tau_c} = -\frac{1}{e} \gamma_n I, \quad (36)$$

где

$$F = -\frac{1}{e} \gamma_n I. \quad (37)$$

Тогда

$$n_{II}^n(t) = \frac{1}{e} \gamma_n I t e^{-t/\tau_c}. \quad (38)$$

Общее решение для случая $\tau_c \neq \tau_{RC}$ имеет вид

$$n(t) = C e^{-t/\tau_{RC}} + \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_c - \frac{\gamma_n I}{e \left(\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_{RC}} \right)} e^{-t/\tau_{RC}}. \quad (39)$$

Определим неизвестную величину C . Для этого воспользуемся начальными условиями:

$$n|_{t=0} = 0. \quad (40)$$

Окончательно решение примет вид

$$n(t) = \frac{1}{e} \gamma_0 I \tau_c (1 - e^{-t/\tau_c}) - \frac{1}{e} \gamma_2 I t e^{-t/\tau_2} \quad (49)$$

Экспериментальные исследования электролюминесценции в $p-n$ -переходах на $GaAs$ показали, что в спектре излучения имеются примесные полосы, для которых отчетливо проявляется кинетика заполнения примесных состояний [1]. Также известно, что эффективная излучательная рекомбинация в непрямозонных полупроводниках (GaP и других) может осуществляться только при наличии определенного промежуточного примесного центра [2]. Так, основную роль в люминесценции $GaP:N$ (зеленая полоса) играет рекомбинация связанных экситонов [3]. Красная полоса светодиодов из GaP , изготовленных методом зонной плавки, идентифицирована как рекомбинация электрона, захваченного глубоким донором - кислородом, с дыркой, захваченной пространственно разделенным акцептором - цинком [4]. Для таких схем релаксации имеются различные сведения о спаде светового импульса. Установлено, что спад интенсивности зеленой люминесценции во времени происходит экспоненциально [2,3] и определяется временем жизни экситона (30 нс при $T = 293K$). Сообщалось также об эффекте вытягивания интенсивности люминесценции зеленой полосы [5]. При больших $I_f/I_r \approx 100$ (I_f - стационарный прямой ток до выключения, I_r - обратный ток после выключения) интенсивность люминесценции спадает экспоненциально, и постоянная времени спада составляет 100 - 400 нс (при $T = 293K$). Такое поведение интенсивности зеленой люминесценции, очевидно, объясняется безынерционностью перехода зона проводимости - энергетический уровень в запрещенной зоне, то есть $\tau_0 \rightarrow 0$. Красная полоса более инерционна, причем спад светового излучения носит явно неэкспоненциальный характер [6]. Зависимость общего светового выхода от времени при излучательной рекомбинации неравновесных электронов через энергетический уровень E_d в запрещенной зоне полупроводника можно получить из решения следующих кинетических уравнений для схемы переходов, представленной на рис.2

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_0} + \frac{1}{e} \gamma_n I, & \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \\ \frac{dn_1}{dt} = \frac{n}{\tau_1} - \frac{n_1}{\tau_2}. \end{cases} \quad (50)$$

I. Однородное уравнение

$$\frac{dn_1}{dt} + \frac{n_1}{\tau_u} = 0. \quad (58)$$

Корень характеристического уравнения $\lambda = -1/\tau_u$.

$$n_1(t) = C \exp\left(-\frac{t}{\tau_u}\right). \quad (59)$$

II. Неоднородное уравнение

$$a) \quad \frac{dn_1}{dt} + \frac{n_1}{\tau_u} = \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0}{\tau_1} \quad (60)$$

Соответствующее решение

$$n_1 = \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_u}{\tau_1}. \quad (61)$$

$$b) \quad \frac{dn_1}{dt} + \frac{n_1}{\tau_u} = \frac{\left(n_{st} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0\right)}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t'}{\tau_0}\right). \quad (62)$$

Рассмотрим по отдельности различные случаи.

1°. $\tau_u \neq \tau_0$. Решение ищем в виде

$$n_1^{1*}(t) = A e^{-t'/\tau_0}. \quad (63)$$

Для провозодной

$$\frac{dn_1^{1*}(t)}{dt} = -\frac{A}{\tau_0} e^{-t'/\tau_0} \quad (64)$$

получим

$$-\frac{A}{\tau_0} e^{-t'/\tau_0} + \frac{A}{\tau_u} e^{-t'/\tau_0} = \frac{\left(n_{st} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0\right)}{\tau_1} e^{-t'/\tau_0}, \quad (65)$$

$$A = \frac{n_{st} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0}{\tau_1 \left(\frac{1}{\tau_u} - \frac{1}{\tau_0}\right)}. \quad (66)$$

Решение запишется следующим образом:

$$n_1^{1*}(t) = \frac{n_{st} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0}{\tau_1 \left(\frac{1}{\tau_u} - \frac{1}{\tau_0}\right)} e^{-t'/\tau_0}. \quad (67)$$

Общее решение для случая $\tau_n = \tau_0$ имеет вид

$$n_1(t) = C e^{-t/\tau_0} + \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_n}{\tau_1} + \frac{n_{ec} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0}{\tau_1} t' e^{-t'/\tau_0}. \quad (76)$$

По аналогии находим неизвестную величину C :

$$C = n_1^0 - \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_n}{\tau_1}. \quad (77)$$

Окончательное решение примет вид

$$\begin{aligned} n_1(t) &= \left(n_1^0 - \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_n}{\tau_1} \right) e^{-t/\tau_0} + \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_n}{\tau_1} + \frac{n_{ec} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0}{\tau_1} t' e^{-t'/\tau_0} = \\ &= n_1^0 e^{-t/\tau_0} + \frac{1}{e} \gamma_n I \frac{\tau_0 \tau_n}{\tau_1} (1 - e^{-t/\tau_0}) + \frac{n_{ec} - \frac{1}{e} \gamma_n I \tau_0}{\tau_1} t' e^{-t'/\tau_0}. \end{aligned} \quad (78)$$

Из проведенного анализа видно, что в случае, если излучательная рекомбинация носителей идет через примесные состояния в запрещенной зоне полупроводника, переходные характеристики определяются двумя постоянными времени τ_n и τ_0 , а их вид зависит от соотношения вре-

Литература

1. Кинетика излучательной рекомбинации неравновесных носителей тока в $GaAs$ $p-n$ -переходах / А.Н.Именков, М.М.Коолов, Д.Н.Наследов, В.Г.Царенков // ФТТ. -1966. -Т.8, в.7. -С.2098 -2103.
2. Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 208 с.
3. Thomas D.S., Hopfield J.J., Frosch C.J. Isoelectric traps due to nitrogen in gallium phosphide.// Phys. Rev. -1966. -V.150. -P.680 -689.
4. Пихтин А.Н., Яськов Д.А. Электролюминесценция GaP вблизи запрещенной зоны.// ФТТ. -1968. -Т.10, в.6. -С.1560 -1665.
5. Релаксация велевой люминесценции и послепикзаддионного напряжения GaP $p-n$ -структур / Б.В. Царенков, В.Д.Ведепин, В.В.Евстропов, А.Н.Именков.// ФТП. -1972. -Т.6, в.11. -С.2154 -2159.
6. Пихтин А.Н. Исследование импульсных свойств электролюминесцентных диодов на основе GaP .// Известия ЛЭТИ. -1968. -В.64. -С.237 -240.



Рис. 1. Схема рекомбинации окситонов, связанных на $Zn - O$ -ловушках

Исследования времени нарастания и спада фотолюминесценции подтверждают предположение о том, что дырки находятся в тепловом равновесии с носителями, занимающими мелкие связанные состояния [10]. Эффективная рекомбинация на $Zn - O$ - комплексах происходит в p -области [3]. Следовательно, кинетика излучения GaP -светодиода определяется в основном инжекцией электронов в p -область. Отмечается влияние теплового выброса захваченных электронов в зону проводимости при 300 К на время релаксации красной люминесценции в $GaP : (Zn, O)$ [2].

Рекомбинация электронов, локализовавшихся на $Zn - O$ -центрах, происходит как излучательно, так и безызлучательно. При этом, по теоретическим оценкам, квантовый выход красной люминесценции может составлять 30 – 50% В лучших образцах для внешнего квантового выхода достигнута величина свыше 10% [11,12].

В соответствии с приведенными выше фактами, предлагается следующая математическая модель процессов на $Zn - O$ -ловушках. Обозначим R_1 - скорость межзонаной рекомбинации (безызлучательный процесс), R_2 - разность скорости захвата электрона на электронный уровень ловушки и теплового выброса электрона с этого уровня, R_3 - скорость окситонной рекомбинации. Используем систему двух дифференциальных уравнений, описывающих кинетику поведения электронов в зоне проводимости (n), и электронов, захваченных на электронный уровень изоэлектронной $Zn - O$ -ловушки (n_1) [13]:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -R_2(n, n_1) - \frac{n}{\tau_1} + G(t), \\ \frac{dn_1}{dt} = -A(n_1 p_1 - n_0 p_0) + R_2(n, n_1). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $R_2 = C_n n p_1 - E_t (n_1 - n_1^{\bar{}})$ [14]; C_n, E_t - коэффициенты захвата и эмиссии электронов соответственно; n_0, p_0 - равновесные концентрации

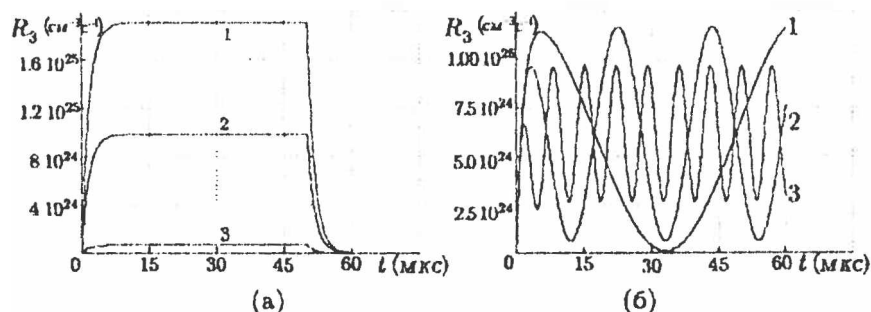


Рис. 2. Скорость излучательной рекомбинации R_3 при импульсной накачке (а): 1 - 31 A/cm^2 , 2 - 16 A/cm^2 и 3 - 1 A/cm^2 ; при накачке гармоническим сигналом (б) с частотами модуляции 100 kHz (1), 300 kHz (2), 900 kHz (3) и плотности тока смещения 10 A/cm^2

процессов в $\text{GaP} : (\text{Zn}, \text{O})$ - светодиодах и изучить кинетику получения светодиодов при различных уровнях легирования исходного материала, вариации типов накачки (подача прямоугольного импульса возбуждения или накачка гармоническим сигналом).

Решение системы кинетических уравнений осуществляется методом Шикмана. Исходная система сводится к системе нелинейных уравнений, для решения которой применяется метод Ньютона, а результирующая линейная система, получаемая в процессе решения нелинейных уравнений, решается методом Крамера [18].

В результате численного моделирования получены семейства кривых для различных параметров среды и условий возбуждения. Изучена динамика рекомбинации носителей для случая накачки прямоугольным импульсом и гармоническим сигналом соответственно [19]. Рассматривались такие параметры световых импульсов, как глубина модуляции m , время нарастания и спада люминесцентного отклика. Составленный специально для этих целей программный блок сравнивал результаты моделирования для двух различных математических моделей: при скорости рекомбинации, зависящей от концентраций носителей ($A(n_1 p_1 - n_0 p_0)$), и при постоянной скорости рекомбинации (n_1 / τ_3). Данные сравнения (рис.3, 4) показали качественное совпадение результатов в разных моделях только при некоторых значениях параметров накачки, а именно, при малых плотностях тока и низких частотах модулирующего сигнала.

Изучение зависимости глубины модуляции излучения от уровня легирования материала (рис.5) позволяет прогнозировать свойства светодиодов в зависимости от концентрации примесей без проведения экспериментальных исследований.

Литература

1. Does de Bye J.A. Radiative recombination in *p*-type *GaP* doped with Zinc and Oxygen// *Phys.Rev.*- 1966.- V.147, N².- P.589 -599.
2. Dishman J.M., DiDomenico M.Jr., Caruso R. Luminescence and minority carrier recombination in *p*-type *GaP* (*Zn, O*)// *Phys. Rev. B.*- 1970.- V.B2, N⁶.- P.1988 -2009.
3. Cuthbert J.D., Henry C.H., Dean P.J. Temperature-dependent radiative recombination mechanisms in *GaP* (*Zn, O*) and *GaP* (*Cd, O*)// *Phys. Rev.*- 1968.- V.170, N³.- P.739 -748.
4. Bacrach R.Z., Jayson J.S. Is free-to-bound recombination important in *GaP* : *Zn, O* at 300 K?// *Phys. Rev. B.*- 1973.- V.B7, N⁶.- P.2540 -2545.
5. Evaluation of the *Zn - O* complex and the oxygen - donor electron capture cross-sections in *p*-type *GaP*: limits on the quantum efficiency of re-emitting (*Zn, O*)- doped material/ J.S.Jayson, R.Z.Bachrach, P.D.Dapkus, N.E.Shumaker// *Phys. Rev. B.*- 1972.- V.B6, N²(2).- P.2357 -2372.
6. Henry C.H., Bachrach R.Z., Schumaker N.E. Simplified analysis of electron - hole recombination in *Zn* and *O* - doped *GaP*// *Phys. Rev. B.*- 1973.- V.B8, N¹⁰.- P.4761 -4767.
7. Vassilieff G., Martinot H., Rey G. Modelling of Electroluminescent *GaP* diodes *I(V)* and *L(V)* characteristics// *Solid State Elektron.*- 1977.- V.20, N¹.- P.35 -43.
8. Vassilieff G., Chevalier J., Mariette H. Recombination kinetics of the excitons in *GaP* : *N* electroluminescent diodes// *Solid State Elektron.*- 1978.- V.21, N².- P.403 -407.
9. Faulkner R. Towards a theory of isoelectronic impurities in semiconductors// *Phys. Rev.*- 1968.- V.175, N³.- P.991 -1009.
10. Jayson J. S., Bachrach R.Z. Response-time measurements of exciton and pair radiative recombination associate with the *Zn - O* impurity complex in *GaP*// *Phys. Rev. B.*- 1972.- V.B6.- P.1340 -1347.
11. Solomon R., DeFevere D. Epitaxial *GaP* by a semi-sealed dip process for high efficiency red LEDs// *J. Electron. Matter.*- 1972.- V.6, N¹.- P.26- 38.
12. Maeda K., Naito M., Kasami A. Efficiency of red luminescence in *GaP*// *Jap. J. Appl. Phys.*- 1969.- V.8, N⁶.- P.817 -818.

**Нелинейное усиление в квантоворазмержных лазерах
вследствие динамического разогрева носителей
получением на нескольких длинах воли**

Учет нелинейности усиления играет важную роль в определении модуляционного отклика лазерных диодов [1,2]. Обычно насыщение усиления включается в скоростные уравнения путем уменьшения коэффициента усиления:

$$g(S) = \frac{g(0)}{1 + \epsilon S} \approx g(0)(1 - \epsilon S), \quad (1)$$

где ϵ - феноменологический параметр насыщения.

В асимметричных квантоворазмержных гетероструктурах генерация может осуществляться на нескольких длинах воли λ_j [3,4]. Без учета нелинейного усиления динамика генерации илучения в структурах с несколькими квантовыми ямами описывается следующей системой скоростных уравнений [5]:

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{j_i}{e} - R_i - \sum_j v g_i(\omega_j) S_j, \quad (2)$$

$$\frac{dS_j}{dt} = \sum_i v g_i(\omega_j) S_j - v \kappa_j S_j + \sum_i \beta_{ij} R_i. \quad (3)$$

Здесь n_i - поверхностная концентрация носителей паряда в квантовой яме i , S_j - плотность фотонов с энергией $\hbar\omega_j = 2\pi\hbar c/\lambda_j$, t - время, j_i - плотность тока инжекции в квантовую яму i , R_i - скорость спонтанной рекомбинации в квантовой яме i . Если утечки тока в эмиттерные слои малы, то $\sum_i j_i = j$, где j - плотность тока накачки. Величины $\beta_{ij} \approx 10^{-4}$ учитывают вклад спонтанной рекомбинации во квантовой яме i в лазерную моду j , $g_i(\omega) = \Gamma_i K_i(\omega)$ - модовое усиление в квантовой яме i на частоте ω , Γ_i - фактор оптического ограничения, $K_i(\omega)$ - коэффициент усиления, κ_j - коэффициент потерь илучения, v - скорость света в кристалле. Если энергия фотона $\hbar\omega_j$ меньше энергетического зазора между нижними уровнями $E_{pi} = E_{c0i} - E_{v0i} + E_{c1i} + E_{v1i}$ в квантовой яме i , то $g_i(\omega_j) \approx 0$ и $\beta_{ij} \approx 0$. Здесь E_{c0i} и E_{v0i} - энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, E_{c1i} и E_{v1i} - энергии основных уровней в зоне проводимости и валентной зоне в квантовой яме i .

Для включения нелинейного усиления в уравнения (2) и (3) необходимо обобщить (1) на случай присутствия стимулированного илучения

$[\exp(\hbar\omega_p/kT_{ph}) - 1]^{-1}$ - число заполнения фононов, $n_c(\omega_0)$ - число заполнения фононов при температуре T_c , τ_{el-ph} - постоянная времени для процесса электрон-фононных столкновений, $n_{int} = m_c \hbar \omega_0 / \pi \hbar^2$ - эффективная концентрация электронов, которые могут взаимодействовать с фононами. Для учета эффекта горячих фононов используем подход, разработанный в [8]. Тогда скорость изменения числа заполнения фононов выражается следующим образом:

$$\frac{dn(\omega_0)}{dt} = -\frac{[n(\omega_0) - n_0(\omega_0)]}{\tau_{ph}} + \Gamma_{ph} \frac{n_{int} [n_c(\omega_0) - n(\omega_0)]}{n_{ph}}, \quad (6)$$

где $n_0(\omega_0)$ - фононное число заполнения при термодинамическом равновесии при температуре T_l , τ_{ph} - время жизни фононов, Γ_{ph} - фактор ограничения для фононов, n_{ph} - концентрация фононных мод, наиболее сильно взаимодействующих с электронами. Считается, что горячие фононы имеют волновой вектор $0 < q < 2k_F$, где k_F - волновой вектор электрона на поверхности Ферми, и поэтому $n_{ph} \approx 2n$. В уравнении (6) пренебрегается процессом обмена горячими фононами между квантовыми ямами.

Рассмотрим поведение полной системы уравнений (2),(3),(5) и (6) при малом отклонении от стационарного состояния. В этом случае произвольное решение системы, состоящей из N уравнений, представляется в виде суммы, отдельные слагаемые которой зависят от времени как $\sim \exp(-\alpha_k t)$ [9], где α_k - характеристические числа ($k = 1..N$), действительная часть которых связана с амплитудой, а мнимая с частотой колебаний. Полагаем, что $1/\tau_{el-ph}$ и $1/\tau_{ph}$ много больше характеристических корней, описывающих самые медленные свободные колебания. Тогда, рассматривая (5) и (6) в стационарных условиях, можно выразить T_c через переменные n и S :

$$\frac{T_c - T_l}{T_c} \approx \frac{\tau_{eff}}{\hbar\omega_j n_{int}} \left\{ \sum_j \left(\frac{\partial U_c}{\partial n} - E_{ext}(\hbar\omega_j) \right) v g(\omega_j) S_j + \right. \\ \left. + \frac{j_c}{c} \left(E_{cisl} - \frac{\partial U_c}{\partial n} \right) + \int \left(\frac{\partial U_c}{\partial n} - E \cdot \tau_c(E) \right) dE \right\}, \quad (7)$$

где

$$\tau_{eff} = \frac{1}{n_c(\omega_0)[n_c(\omega_0) + 1]} \left(\tau_{el-ph} + \Gamma_{ph} \tau_{ph} \frac{n_{int}}{n_{ph}} \right) \frac{\hbar T_c}{\hbar\omega_j}. \quad (8)$$

Зависящее от температуры усиление, входящее в (2) и (3), выражается теперь как

$$g(\omega_j, T_c) = g(\omega_j, T_l) + \frac{\partial g(\omega_j)}{\partial T_c} (T_c - T_l). \quad (9)$$

вах лазеры с распределенной обратной связью или с вертикальным резонатором, нелинейный вклад в усиление может быть положительным (в случае уменьшения ширины определенной зоны активного слоя, связанного с ростом температуры кристаллической решетки [7]). То же справедливо и для структур с неоднородным возбуждением, в которых пики усиления в отдельных квантовых ямах могут не совпадать с результирующим максимумом. Эффект сокращения ширины определенной зоны дает отрицательный вклад в величину ϵ_{ij} , если длина волны генерации приходится на длинноволновую часть контура усиления.

При генерации излучения на нескольких длинах волны нелинейное усиление на частоте ω_j не пропорционально $g(\omega_j)$. Вклад излучения на длине волны λ_j в нелинейное усиление на длине волны λ_j при $E_{ext}(\hbar\omega_j) < \partial U_s / \partial n$ может быть как отрицательным ($g(\omega_j) > 0$), так и положительным ($g(\omega_j) < 0$).

Для оценок параметров нелинейного усиления при комнатной температуре рассмотрим квантовую яму при $d = 10$ нм, $\Gamma = 0.025$, $\lambda = 847$ нм, $g_{max}(\omega) = 130$ см⁻¹, $\Gamma_{ph} = 1$, $m_c = 0.07m_0$, $m_v = 0.3m_0$, $\hbar\omega_c = 36$ мэВ, а также используем константы из [8]: $\tau_{el-ph} = 368$ фс, $\tau_{ph} = 4$ пс. Для простоты учитываем только основные уровни, а концентрации электронов n и дырок p выражаются как

$$\begin{aligned} n &= N_{e1} \ln \left\{ 1 + \exp \left(\frac{E_c - E_{c0} - E_{e1}}{kT} \right) \right\}, \\ p &= N_{v1} \ln \left\{ 1 + \exp \left(\frac{E_{v0} - E_{v1} - E_h}{kT} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $N_{e1} = m_c kT / \pi \hbar^2$ и $N_{v1} = m_v kT / \pi \hbar^2$ — двумерные эффективные плотности состояний электронов и дырок. Тогда коэффициент усиления (10) представляется в виде

$$\begin{aligned} g_i(\omega_j) &= g_{max}(\omega_j) \left\{ 1 - \left(1 + \left(\exp \left[\frac{n}{N_{e1}} \right] - 1 \right) \exp \left[\frac{m_v(E_{e1} - \hbar\omega_j)}{(m_c + m_v)kT} \right] \right)^{-1} - \right. \\ &\quad \left. - \left(1 + \left(\exp \left[\frac{p}{N_{v1}} \right] - 1 \right) \exp \left[\frac{m_c(E_{v1} - \hbar\omega_j)}{(m_c + m_v)kT} \right] \right)^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Энергия вырожденного электронного газа в двумерном случае приближенно равна

$$U_e = kT \left(\frac{n^2}{2N_{e1}} + \frac{\pi^2}{6} N_{e1} \right). \quad (17)$$

Результаты расчета параметра нелинейного усиления представлены

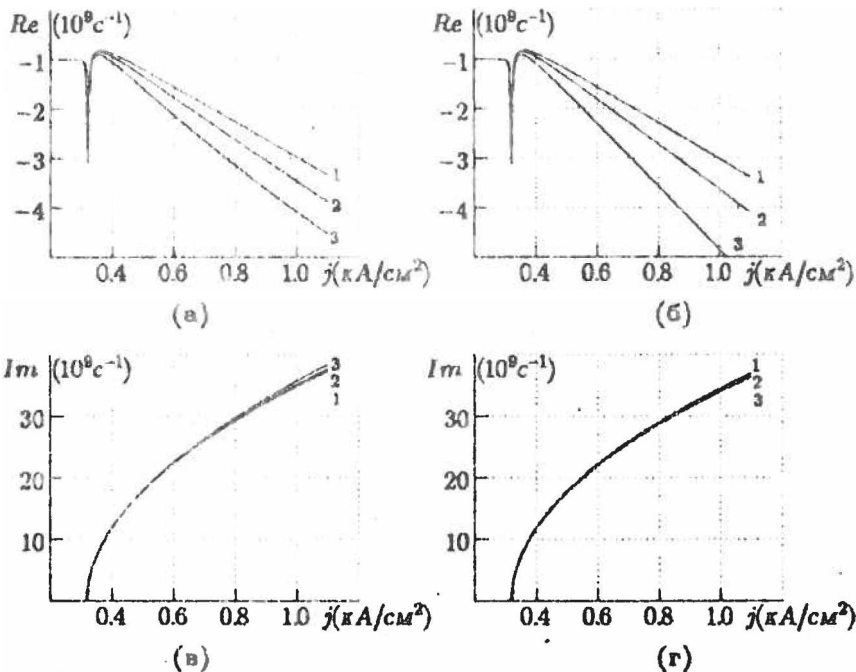


Рис. 2. Зависимость действительной Re (а,б) и мнимой Im (в,г) частей характеристического параметра α , описывающего режим свободной генерации в лазерной структуре с одной квантовой ямой шириной $d = 10 \text{ нм}$ в системе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As - GaAs$ при малом отклонении от положения равновесия, от тока накачки j , полученная путем решения полной системы скоростных уравнений (а,в) и сокращенной системы скоростных уравнений с использованным параметром нелинейности усиления (б,г): 1 - $\tau_p = 2 \text{ пс}$, $\epsilon = 0.5 \times 10^{-12} \text{ см}^2$; 2 - $\tau_p = 4 \text{ пс}$, $\epsilon = 0.8 \times 10^{-12} \text{ см}^2$; 3 - $\tau_p = 8 \text{ пс}$, $\epsilon = 1.4 \times 10^{-12} \text{ см}^2$

решений, описывающих свободную генерацию, существует такое, у которого характеристическое число имеет положительную действительную часть (рис.2). Как видно из таблицы, параметры насыщения, описывающие взаимодействие генерирующих мод, близки к параметрам насыщения вследствие самодействия мод.

Реональная частота модуляции при одинаковых токах накачки выше в структуре с одной квантовой ямой (ср. рис.3 и 5). Это связано с увеличением порогового тока в случае двух квантовых ям. Однако структура с двумя квантовыми ямами позволяет многократно увеличить амплитуду модуляции получения путем выбора конфигурации и величины тока инжекции, когда работа лазерного диода осуществляется в непосредствен

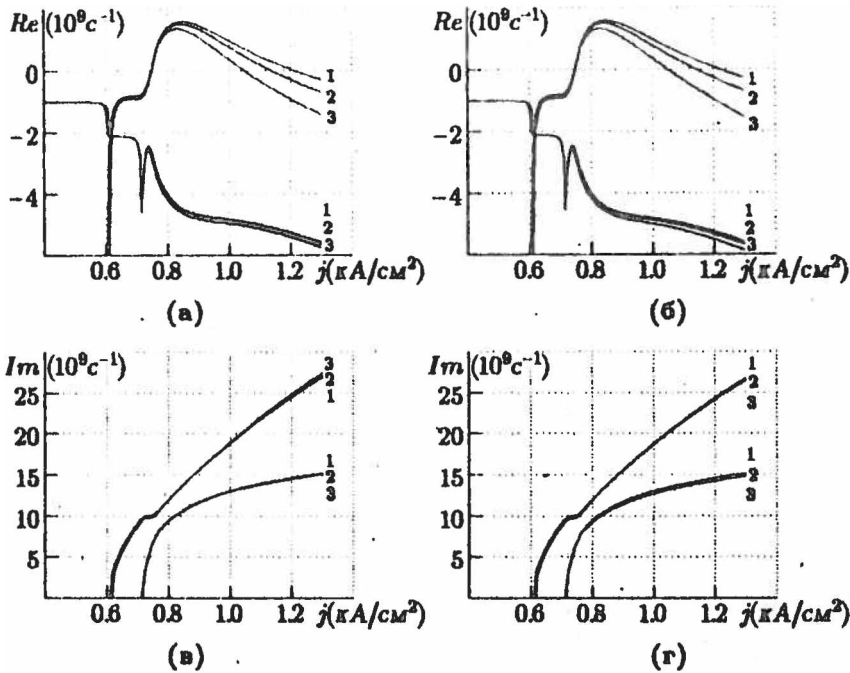


Рис. 4. Зависимость действительных Re (а,б) и мнимых Im (в,г) частей характеристических параметров α , описывающего режим свободной генерации в лазерной структуре с двумя квантовыми ямами шириной $d_1 = 10 \text{ нм}$ и $d_2 = 5 \text{ нм}$ в системе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As - GaAs$ при малом отклонении от положения равновесия, от тока накачки j , полученные путем решения полной системы скоростных уравнений (а,в) и упрощенной системы скоростных уравнений с использованием параметра нелинейности усиления (б,г)

Литература

1. Effects of spectral hole burning, carrier heating and carrier transport on the small-signal modulation response of quantum well lasers / C.-Y.Tsai, C.-Y.Tsai, Y.-H.Lo, R.M.Spencer // *Appl.Phys.Lett.* -1995. -V.67, N^o21. -P.3084-3086.
2. Азрутян Е.А., Портной Е.Л., Челноков А.В. Влияние нелинейного усиления на характеристики режима модуляции добротности в полупроводниковых лазерах с быстрым насыщающимся поглотителем// *Письма в ЖТФ.* -1991. -Т 17, N^o11. -С.49-54.
3. Shimizu A., Ikeda S. Theory of asymmetric dual quantum well lasers// *Appl.Phys. Lett.* -1991. -V.59, No.7. -P.765-767.
4. Kononenko V.K., Manak I.S., Afonenko A.A. Radiation oscillation processes in quantum-well lasers/ in *Chaos in Optics*, ed. by R.Roy// *Proc. SPIE.* -1993. -V.2039. -P.66-77.
5. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Режим регулярных пульсаций в лазерах с двумя квантовыми ямами// *Письма в ЖТФ.* -1994. -Т.20, N^o2. С 57-61.
6. Gomadam B., Defonso A. Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs-GaAlAs lasers and amplifiers// *IEEE J.Quantum Electron.* -1990. -V.26, No.30. -P.1689-1704.
7. Reduction of damping in high-speed semiconductor lasers. G.Wang, R.Nagarajan, D.Tauber, J.Bowers // *IEEE Photon.Technol.Lett.* -1993. -V.5, No.6. -P.642-645.
8. Lester L.F., Ridley B.K. Hot carrier and frequency response of quantum well lasers// *J.Appl.Phys.* -1992. -V.72, No.7. -P.2579-2588.
9. Андреев В.С. Теория нелинейных электрических цепей. М.: Радио и связь. 1982. -280с.
10. Kononenko V.K., Afonenko A.A., Manak I.S. *Electron-Optical Nonlinear Interaction in Asymmetric Quantum-Well Laser Heterostructures*, Trieste, 1994 (Preprint ICTP: IC/94/284).

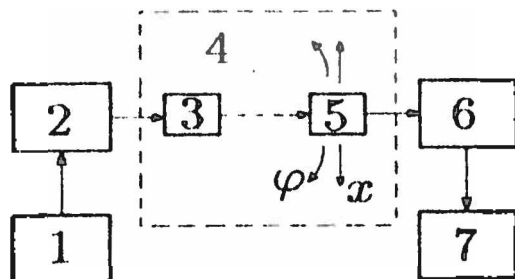


Рис. 1. Структурная схема измерительного стенда для изучения пространственно-переходных характеристик инжекционных лазеров с односторонней гетероструктурой. 1 - генератор сапуска и синхронизации; 2 - импульсный токовый модулятор; 3 - исследуемый излучатель; 4 - предметный столик с микроприводом по координатам и угловому перемещению; 5 - фотоприемное устройство; 6 - стробоскопический осциллограф; 7 - двухкоординатный самописец

ных диодов необходимо, чтобы токовый модулятор генерировал мощные импульсы с достаточно крутыми фронтами нарастания тока. Наиболее просто в техническом отношении такая задача решается путем применения ключевых схем на лавинных транзисторах, обеспечивающих получение на индуктивной нагрузке токовых импульсов с амплитудой в десятки ампер и фронтом нарастания в единицы наносекунд при длительности импульсов в единицы и десятки наносекунд [2]. Для обеспечения высокого быстродействия на входе приемной части измерительного стенда применено фотоприемное устройство (ФПУ) (5) на германиевом лавинном фотодиоде с рабочей площадкой диаметром 0,2 мм. Как показали измерения, разработанное ФПУ обеспечивало совместно со стробоскопическим осциллографом (6) типа С7-13 временное разрешение не хуже 0,15 нс. Фотоприемное устройство крепилось на предметном столике (4). Механический микропривод обеспечивал угловое и линейное перемещение ФПУ в плоскости предметного столика относительно направления получения исследуемого диода с угловым разрешением порядка 0,5°. Импульсное излучение лазерного диода, принимаемое ФПУ, визуализировалось на экране осциллографа и регистрировалось с помощью двухкоординатного самописца (7) типа ПДС-21.

Регистрируемые временные осциллограммы для трех различных угловых положений ФПУ относительно исследуемого излучателя типа ЛД18

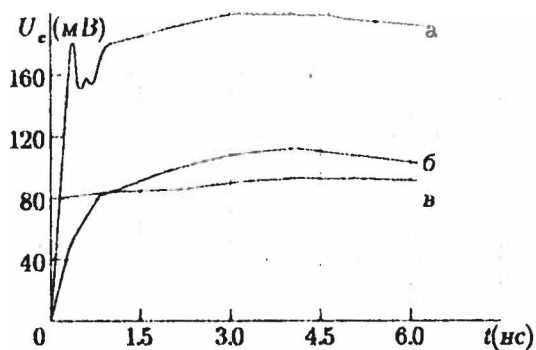


Рис. 2. Осциллограммы фронтальной части оптического импульса, регистрируемого фотоприемником, расположенным на оси конуса излучения диода (а), в плоскости перехода излучателя под углом α оси конуса в 6° (б), в перпендикулярной переходу плоскости под углом α оси конуса 6° (в)

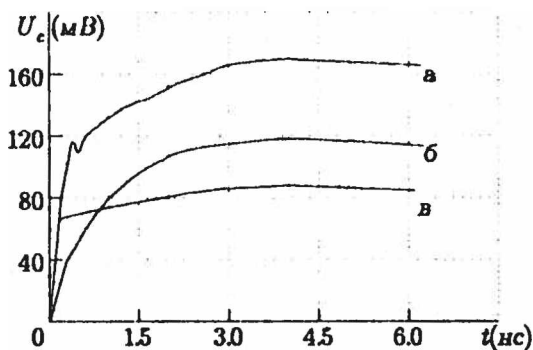


Рис. 3. Осциллограммы фронтальной части оптического импульса, регистрируемые фотоприемником в направлении оптической оси коллимирующей линзы (а), при смещении приемника от оси линзы в плоскости перехода излучателя на 5 мм (б) и при смещении фотоприемника на 5 мм в перпендикулярной переходу плоскости (в)

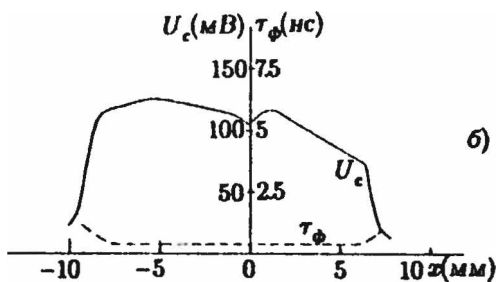
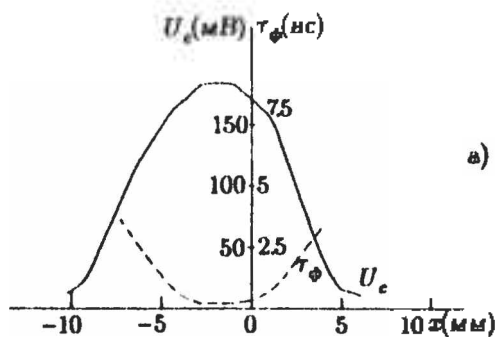


Рис. 5. Зависимости амплитуды и длительности фронта оптического импульса, регистрируемого фотоприемником на выходе коллимирующего объектива вдоль линии поперечного сечения оптического пучка, лежащей в плоскости перехода излучателя (а) и в перпендикулярной переходу плоскости (б)

ПРОГРАММИРУЕМЫЙ ФОРМИРОВАТЕЛЬ ДИСКРЕТНЫХ ЗАДЕРЖЕК ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

При корреляционных измерениях временных параметров инжекционных лазеров (ИЛ) широко используются управляемые линии задержки (УЛЗ) [1,2]. В современных измерительных установках, где процесс измерения параметров ИЛ осуществляется под управлением ЭВМ, для реализации корреляционной методики необходимы УЛЗ с программно изменяемым значением задержки. При исследовании временных параметров ИЛ в широком диапазоне режимов накачки необходимы УЛЗ с перестраиваемым шагом квантования задержки. К таким формирователям дискретных задержек предъявляются повышенные требования по стабильности, поскольку ею определяется точность нахождения временных параметров исследуемого ИЛ.

Наиболее приемлемыми методами построения программируемых формирователей дискретных задержек (ПФДЗ) являются цифровые методы на основе счета периодов колебаний высокостабильных генераторов, а также аналоговые с использованием барьера емкости, генераторов с задержанной обратной связью, диодов с накоплением барьера (ДНЗ) и насыщенного транзисторного ключа (НТК). Однако методы, основанные на выделении заданного числа периодов колебаний высокочастотных генераторов, требуют применения высокоскоростных счетчиков импульсов. При реализации ПФДЗ с переменным шагом квантования необходимо использовать достаточно сложные синтезаторы временных интервалов. Перспективным методом создания ПФДЗ является сочетание цифрового и аналогового методов формирования [3]. Поэтому нами исследовались и разработаны ПФДЗ на основе ДНЗ и НТК с цифровым управлением режимом их насыщения.

Кратко рассмотрим сущность формирования дискретной задержки импульсного сигнала в УЛЗ на основе ДНЗ. Задержка в этом случае обусловлена переходным процессом при переключении ДНЗ из прямого смещения в обратное. При этом ток через $p - n$ -переход изменяется от I_1 до I_2 , а переходный процесс состоит из этапов рассасывания барьера и восстановления обратного сопротивления. Управление задержкой сигнала в такой системе осуществляется регулированием длительности этапа

Значения параметров полупроводника для оценки термостабильности УЛЗ

Параметры	Единицы измерения	Значения
$\sigma(T_0)$	см ²	$1,15 \cdot 10^{-14}$
$V_i(T_0)$	см/с	10^7
N	см ⁻³	10^{15}
T_0	К	300
I_1	А	$1 \cdot 10^{-3}$
I_2	А	$5 \cdot 10^{-3}$

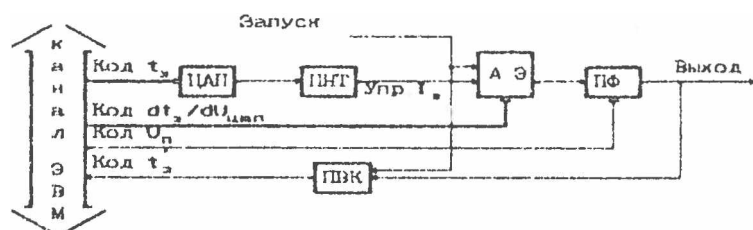


Рис. 1. Функциональная схема ПФДЗ для корреляционных исследований временных параметров ИЛ

(ДНЗ или НТК), пороговый формирователь (ПФ) и преобразователь время-код (ПВК) для организации обратной связи ПФДЗ с ЭВМ. На рис.2 приведена принципиальная схема ПФДЗ. На M_1, M_2 выполнен ЦАП, а на T_1, T_2 - ПНТ. Выходной сигнал активного элемента АЭ1 или АЭ2 поступает на пороговый формирователь M_3 . Установка рассасывающего тока I_2 осуществляется выбором резистора R_3 . Обратная связь ПФДЗ с ЭВМ осуществляется через ПВК, который может быть выполнен по общеизвестным схемам (см., например, [6]).

Управление оадержкой в ПФДЗ удобно осуществлять, изменяя ток насыщения I_1 , который устанавливается входным кодом ЦАП. На рис.3 для $\tau = 8$, вис показана расчетная оависимость t_3 от $U_{цал}$, согласно (2) (кривая 1). Видно, что при $I_1 = kU_{цал}$ ($k = const, U_{цал} = \Delta UN_d, N_d$ - цифровой код, а ΔU - шаг изменения напряжения при изменении кода на единицу) оависимость $t_0(U_{цал})$ нелинейна. Однако для неидеального генератора тока подбором R_1 оависимость $t_0 = f(U_{цал})$ линеаризуется.

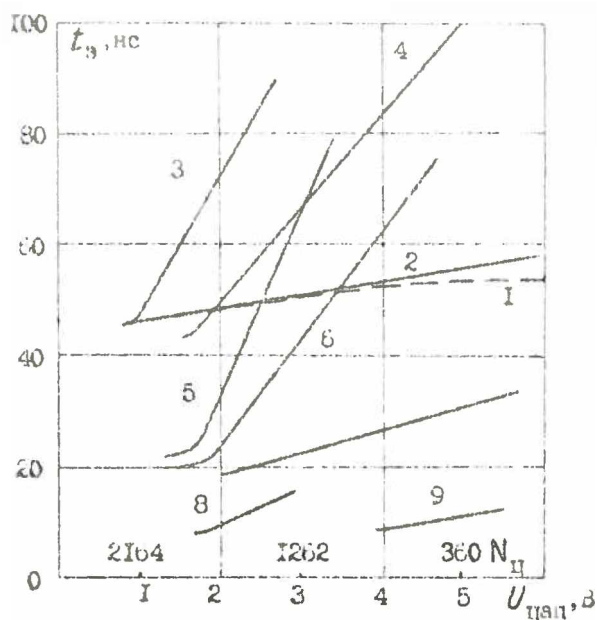


Рис. 3 Регулирующие характеристики ПФД на основе ДНЭ и НТК различных типов. 1 - расчетная кривая, 2-4 - ДЭ11, 5-7 - 1ТЭ13В, 8,9 - КД521

Таблица 2

Сравнительные характеристики УЛЭ

Активный элемент УЛЭ	$\Delta U_{цал},$ В	$\Delta t_{0},$ нс	$dt_0/dU_{цал},$ нс/В	$R_2,$ КОм	U_{τ} В	Кривые на рис.3
1	2	3	4	5	6	7
ДЭ11	0,8-5,2	45-58	2,9	0,18	0,5	2
	1,0-4,7	48-88	8,1	0,43	0,5	3
	1,4-4,7	43-92	8,3	1,0	0,5	4
КД521	4,1-5,5	9,1-12,6	2,5	0,43	0,2	9
	2,0-2,8	9,4-17,4	10	1,0	0,8	8
ДЭ19	1,9-5,0	46-102	18,2	0,43	0,6	-
	1,0-2,6	46-90	27,5	1,0	0,2	-

Определение параметров инжекционных лазеров по характеристикам переходного процесса

Изучение процессов взаимодействия генерируемого излучения с активной средой с целью дальнейшего улучшения характеристик инжекционных лазеров имеет как практическую, так и фундаментальную значимость. В настоящее время вновь актуальными становятся вопросы определения параметров лазерных диодов. Это вызвано развитием теории полупроводниковых лазеров, приведшей к пониманию важности эффектов нелинейного усиления.

Для определения параметров лазерных диодов в [1] применялся метод прямой модуляции тока накачки. Нелинейные эффекты не учитывались. Данный метод имеет существенный недостаток, так как не исключает влияния паразитных емкостей на выходные амплитудно-частотные характеристики лазера. Этот недостаток преодолен в методике, в которой модуляция накачки производится путем фотосмещения в активной области излучения двух одночастотных лазеров, один из которых является перестраиваемым [2]. Однако, определяя параметр нелинейного усиления, авторы считали время жизни фотонов априорной величиной.

В данной работе рассмотрена возможность определения параметров одномодовых инжекционных лазеров по временным характеристикам излучения при подаче ступеньки тока накачки. Обычно динамика генерации лазерных диодов с учетом нелинейного усиления исследуется с помощью скоростных уравнений вида [3]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau} - \frac{g(n - n_0)}{1 + \epsilon S} S, \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \left(\frac{g(n - n_0)}{1 + \epsilon S} - \frac{1}{\tau_p} \right) S + \beta \frac{n}{\tau}, \quad (2)$$

где n – концентрация носителей в активной области, S – плотность фотонов в лазерной моде, I – ток накачки, V – объем активной области, τ – время жизни неравновесных носителей при спонтанной рекомбинации, τ_p – время жизни фотонов в резонаторе, g и n_0 – параметры линейной аппроксимации усиления, ϵ – эмпирический фактор насыщения усиления, β учитывает вклад спонтанной рекомбинации в лазерную моду.

Установление режима стационарной генерации при ступенчатом включении тока накачки сопровождается переходным процессом. Рассмотрение малых отклонений от положения равновесия системы согласно

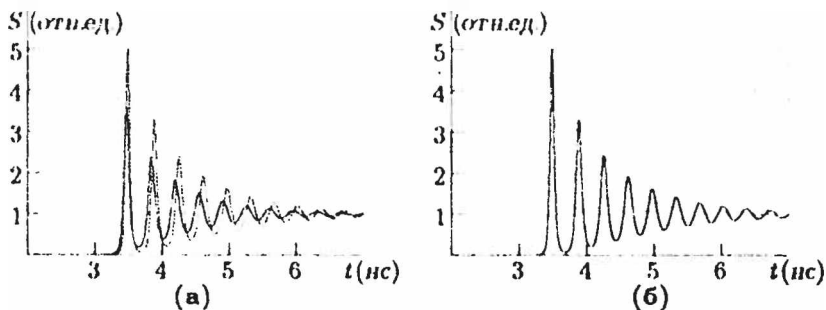


Рис. 1. Временные зависимости нормированной на стационарное значение плотности фотонов при $I = 20 \text{ мА}$, $\tau = 5 \text{ нс}$, $g = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, $V = 10^{-10} \text{ см}^3$ и различных $\tau_p = 5 \text{ нс}$, $\epsilon = 0$, $n_0 = 1.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\beta = 5 \times 10^{-4}$ (пунктирная линия), $\tau_p = 1 \text{ нс}$, $\epsilon = 4 \times 10^{-18} \text{ см}^3$, $n_0 = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\beta = 5 \times 10^{-4}$ (сплошная линия) (а) $\tau_p = 1 \text{ нс}$, $\epsilon = 4 \times 10^{-18} \text{ см}^3$, $n_0 = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\beta = 1 \times 10^{-4}$ (б)

Приближенное интегрирование скоростных уравнений дает [6,7]:

$$\frac{S_{\text{max}}}{S_{\text{st}}} = \frac{eV}{\epsilon \tau_p (I - I_{\text{th}})} \times \left(\exp \left[\frac{\ln \left| 1 + \epsilon \left((1 - \tau_c) \frac{(I - I_{\text{th}}) \tau_p}{eV} + \Delta n_{\text{max}} \right) \right| - \tau_c \ln |1 + g \tau_p \Delta n_{\text{max}}|}{1 - \tau_c} \right] - 1 \right), \quad (7)$$

где $\Delta n_{\text{max}} = \sqrt{2(I - I_{\text{th}}) \ln(S_{\text{st}}/S_0)/eVg}$ - максимальное превышение плотности носителей над пороговым значением n_{th} , S_{st} - стационарное значение плотности фотонов, $\tau_c = \epsilon/\tau_p g$. Кроме величин g и V , выражение (7) содержит пороговый ток, а также плотность фотонов в момент выполнения пороговых условий S_0 . Так как $S_0 = \beta I_{\text{th}} \sqrt{\pi/2eVg(I - I_{\text{th}})}$ [6], то амплитуда первого релаксационного импульса зависит от величины вклада спонтанного излучения в лазерную моду β (рис.1б).

Для определения S_0 рассмотрим уравнение (2) вблизи момента времени выполнения пороговых условий t_d , когда после подачи ступенчатого тока накачки концентрация носителей достигает порогового уровня $n_{\text{th}} = \tau I_{\text{th}}/eV$. В этом случае плотность фотонов достаточно мала, чтобы оказывать заметное влияние на инверсную населенность, и концентрация носителей растет практически линейно: $n = n_{\text{th}} + (t - t_d)(I - I_{\text{th}})/eV$. По-

Решение нелинейного уравнения (7) совместно с условием (6) позволяет однозначно определить время жизни фотонов τ_p и параметр нелинейного усиления ϵ , причем значения S_{in} и S_{max} достаточно иметь в относительных единицах. Для определения параметра β используем сведения о S_0 и $S_{in} = (I - I_{th})\tau_p/eV$. Тогда

$$\beta = \frac{S_0 \tau_p}{S_{in} I_{th}} \sqrt{\frac{2g(I - I_{th})^3}{\pi eV}} \quad (11)$$

После этого находится последний недостающий параметр лазерного диода τ_c , входящий в скоростные уравнения:

$$\tau_c = \frac{I_{th}}{eV} \tau - \frac{1}{\tau_p g} \quad (12)$$

Таким образом, используя характеристики переходного процесса при установлении режима генерации получения после подачи ступенчатого тока накачки, можно определить параметры лазерного диода, включая нелинейное усиление.

Настоящая работа частично поддержана Международной Соросовской Программой в области точных наук.

Литература

1. Ikegami T., Suematsu Y. Carrier lifetime measurement of junction laser using direct modulation // IEEE J. Quantum Electron. -1968. -V.4, N²4. -P.148-151.
2. Vahala K.J., Newkirk M.A. Parasitic-free modulation of semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. -1989. -V.25, N²6. -P.1393-1398.
3. Channin D.J. Effect of gain saturation on injection laser switching // J. Appl. Phys. -1979. -V.50, N²6. -P.3858-3860.
4. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манах И.С. Теория полупроводниковых лазеров. Учебное пособие по спецкурсу для студентов специальностей "Радиофизика" и "Физическая электроника". -Мн.: Белгосуниверситет, 1995. -108с.
5. Konnerth K., Lanza C. Delay between current pulse and light emission of a gallium arsenide laser // Appl. Phys. Lett., -1964, -V.4, N²7. -P.120-121.
6. Афоненко А.А., Манах И.С. Одномодовый инжекционный лазер в режиме свободной генерации // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии. Тео. докл. -Гродно: 1995. -С.79-81.
7. Афоненко А.А. Влияние эффектов насыщения усиления на генерацию импульсов излучения в инжекционных лазерах. Радиофизика и электроника. Вып.2. -Мн.: БГУ, -1996. -С.44-49.

1. Физические причины поляризации излучения инжекционных лазеров

Поляризация спонтанного излучения. Выходное излучение ИЛ можно рассматривать как комбинацию спонтанного и когерентного излучений. Уже в первых исследованиях излучения ИЛ было замечено, что спонтанное излучение может иметь заметную P [1,2], а излучение ИЛ после порога сильно поляризовано, причем плоскость P либо параллельна плоскости p - n перехода (ТЭ-волна), либо перпендикулярна ей (ТМ-волна). Наличие заметной P в допороговом режиме может быть вызвано только анизотропией поглощения, испускания и отражения света в ИЛ [1,3,4] (влияние оптического резонатора (вместе с волноводом) в допороговом режиме можно не учитывать, так как он обладает высокой добротностью лишь для определенных мод, которые в этом режиме слабо возбуждены). Анизотропия поглощения, испускания и отражения может быть вызвана следующими причинами: 1) анизотропией распределения носителей заряда, электронов либо дырок, по скоростям (например, диагональное туннелирование); 2) локальными макроскопическими искажениями решетки полупроводника (такие искажения могут привести к зависимости вероятности перехода от ориентации вектора E по отношению к плоскости p - n -перехода, например, механические напряжения) [1,3,4].

Рассмотрим P спонтанного излучения в лазерных диодах на основе полупроводникового материала типа GaAs (полупроводника с прямыми разрешенными межзонными переходами; именно такие полупроводники используются в ИЛ). Поляризационные эффекты в полупроводниках типа GaAs связаны со сложной структурой валентной зоны [1,3,4]. Такие полупроводники имеют простую зону проводимости двукратно вырожденную по спине с минимумом в точке $k = 0$ (k - квазиимпульс носителей заряда). Валентная зона имеет максимум также в точке $k = 0$, однако в этой точке зона четырехкратно вырождена. Одна пара состояний относится к легким дыркам, другая пара - к тяжелым. Валентная зона имеет также и третью подзону, лежащую ниже подзон легких и тяжелых дырок из-за спин-орбитального взаимодействия, поэтому влиянием этой подзоны на излучение часто пренебрегают. Проанализируем сначала процесс излучательной рекомбинации в отсутствие электрического поля (носители заряда движутся хаотически, квазиимпульсы рекомбинирующих носителей изотропно распределены по направлениям). Согласно принципу соответствия, рекомбинационное излучение можно рассматривать как излучение классического диполя, момент которого равен ма

$P^{(l)}$ выбран такой же, что и для $P^{(h)}$). Таким образом, эквивалентный диполь, соответствующий излучательной рекомбинации электрон – тяжелая дырка, вращается в плоскости, перпендикулярной направлению квазиимпульса рекомбинирующих носителей, а при рекомбинации электрон – легкая дырка соответствующий диполь колеблется преимущественно вдоль направления квазиимпульса. Суммарное излучение, возникающее при рекомбинации электрон – тяжелая дырка в электрон – легкая дырка, неполяризовано, так как

$$(|P_y^{(h)}|^2 + |P_y^{(l)}|^2) : (|P_x^{(h)}|^2 + |P_x^{(l)}|^2) : (|P_z^{(h)}|^2 + |P_z^{(l)}|^2) = \frac{4}{3} : \frac{4}{3} : \frac{4}{3}.$$

Итак, Π излучения в элементарном акте задается направлением квазиимпульса. Поэтому, если квазиимпульсы рекомбинирующих носителей изотропно распределены по направлениям, то излучение будет неполяризованным при рекомбинации электронов как с тяжелыми, так и легкими дырками. Π рекомбинационного излучения может возникнуть, если распределение носителей по квазиимпульсам анизотропно [4,6].

Причиной анизотропии распределения, например, может быть протекание тока через образец. Однако в этом случае степень Π излучения будет невелика, так как направленная скорость носителей обычно гораздо меньше беспорядочной (тепловой). Сильную Π спонтанного излучения можно наблюдать при пробое обратного смещенного р-п-перехода (лавинный пробой) [2]. Анизотропия распределения носителей здесь обеспечивается сильным электрическим полем. В этом случае носители рождаются вследствие ударной ионизации в сильном электрическом поле в слое объемного заряда, а затем выносятся полем из этого слоя так, что электроны попадают в п-область, а дырки – в р-область, и краевое рекомбинационное излучение при этом не возникает. Излучение возникает лишь тогда, когда при ударе носителя, ускоренного полем, рождается носитель, имеющий достаточно большой начальный импульс, направленный против силы, действующей на него со стороны поля. Если, например, такой импульс получит легкая дырка, то она, сдвигаясь, может попасть в п-область слоя объемного заряда. А так как там уже имеется заметная концентрация электронов, то дырка может рекомбинировать с испусканием фотона. При этом глубже всего в п-область слоя объемного заряда проникают те дырки, которые имели максимальные начальные импульсы против поля и не изменили их при рассеянии. Т.е. излучение возникает при рекомбинации электронов с легкими дырками, причем почти все рекомбинирующие носители движутся вдоль или против поля (такой же



Рис. 1. Спектры получения лазерных диодов на основе GaAs при различных обратных токах (1 – 3 А, 2 – 5 А, 3 – 10 А, 4 – 15 А, 5 – 23 А) и $T = 77\text{ К}$

прозрачности барьера), степень поляризации P при наблюдении поперек поля согласно (5) будет равна 60% (предполагается, что полупроводник типа GaAs, т.е. волновые функции для легких дырок даются формулами (2), в поле направлено вдоль оси (001)). Диагональное туннелирование имеет место как при прямом, так и при обратном токе (только внешний квантовый выход излучения при обратных токах намного меньше, чем при прямых). Причем Π рекомбинационного излучения при прямом токе через p-n-переход может служить индикатором, указывающим на наличие диагонального туннелирования [4,6-9]. Не исключена возможность того, что в других полупроводниках блоховские амплитуды типа $X + iY$ описывают легкие, а не тяжелые дырки. Тогда излучение при диагональном туннелировании будет поляризовано перпендикулярно электрическому полю на 100 % (при энергии фотона меньше ширины запрещенной зоны E_g). Таким образом, поляризационные измерения позволяют определить тип волновых функций легких дырок [4].

На Π излучения оказывают влияние и механические напряжения. На рис.2а,а' показано влияние деформации на степень Π излучения при больших прямых смещениях, когда влияние поля p-n-перехода незначительно и излучательные переходы по своему характеру мало отличаются от прямых переходов в однородно легированном полупроводнике в отсутствие поля. В этом случае деформация приводит к Π излучению в

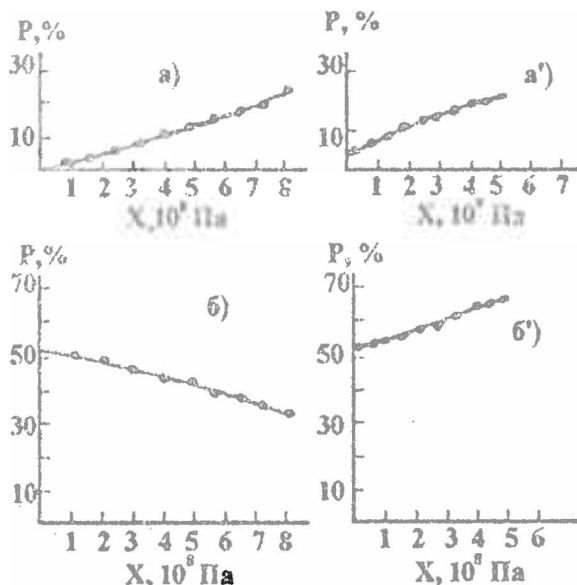


Рис. 2. Зависимость степени II излучения от давления X (для диода на основе GaAs при 77K): а, а' - в краевой полосе ($h\nu_{max} \approx 1.45 \text{ eV}$), б, б' - в туннельной полосе ($h\nu_{max} \approx 1.77 \text{ eV}$); а, б - направление давления перпендикулярно направлению поля р-п-перехода; а', б' - направления давления и поля совпадают

риационных свойствах квантоворамерных гетероструктур отражается их ориентация, геометрическая форма и размеры активных областей. В таких системах наличие "квантовых ям" (квантоворамерный слой уловонного полупроводника заключен между слоями широкозонных полупроводников) приводит к анизотропии оптических свойств, в частности, усиление сигнала в квантоворамерных гетероструктурах чувствительно к II излучения.

Рассмотрим II излучения квантоворамерных гетероструктур из полупроводников типа $A^{III}B^V$ ($\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) в дипольном приближении. Пусть ось квантования Z перпендикулярна плоскости выращивания квантоворамерных слоев (100). В этом случае базисные волновые функции можно выбрать в виде (1) - (3) (спин-орбитально отщепленная зона не учитывается). Для квантовой ямы волновые функции в зонах имеют

где $a_1 = \cos \theta \cos \varphi \pm i \sin \varphi$, $b_1 = \cos \theta \sin \varphi \pm i \cos \varphi$, $c_1 = -\sin \theta$, $a_2 = \sin \theta \cos \varphi$, $b_2 = \sin \theta \sin \varphi$, $c_2 = \cos \theta$. В этом случае квадрат матричного элемента дипольного перехода составляет

$$|\bar{\mu}|_k^2 = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 [\sin^2 \alpha \cos^2 \beta (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) + \cos^2 \alpha \sin^2 \theta] \quad (10)$$

для перехода с участием тяжелых дырок и

$$|\bar{\mu}|_k^2 = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 [\sin^2 \alpha \cos^2 \beta (1 + 3 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta) + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta (1 + 3 \sin^2 \varphi \sin^2 \theta) + \cos^2 \alpha (1 + 3 \cos^2 \theta)] \quad (11)$$

для перехода с участием легких дырок, где $|\bar{P}_{cv}|^2 = |\langle S|\bar{p}_x|X \rangle|^2 = |\langle S|\bar{p}_y|Y \rangle|^2 = |\langle S|\bar{p}_z|Z \rangle|^2$ - квадрат матричного элемента оператора импульса. В квантовой яме значения $|\bar{\mu}|_k^2$ и $|\bar{\mu}|^2$ надо усреднить по всем возможным углам φ :

$$|\bar{\mu}_{cv}|_k^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\bar{\mu}|_k^2 d\varphi = \frac{1}{4} |\bar{P}_{cv}|^2 [\sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^2 \theta], \quad (12)$$

$$|\bar{\mu}_{cv}|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\bar{\mu}|^2 d\varphi = \frac{1}{12} |\bar{P}_{cv}|^2 [8 - 3 \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) - 6 \sin^2 \theta].$$

Отсюда видно, что вероятности оптических переходов не зависят от направления распространения светового луча, т.е. от угла β . Однако имеется зависимость $|\bar{\mu}|^2$ от направления вектора поляризации \bar{e} , т.е. от угла α . Для ТЕ-моды ($\alpha = \frac{\pi}{2}$)

$$|\bar{\mu}|_{kTE}^2 = \frac{1}{4} |\bar{P}_{cv}|^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (13)$$

$$|\bar{\mu}|_{TE}^2 = \frac{1}{12} |\bar{P}_{cv}|^2 (2 + 3 \sin^2 \theta).$$

Для ТМ-моды ($\alpha = 0$)

$$|\bar{\mu}|_{kTM}^2 = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \sin^2 \theta, \quad (14)$$

$$|\bar{\mu}|_{TM}^2 = \frac{1}{6} |\bar{P}_{cv}|^2 (4 - 3 \sin^2 \theta).$$

Ориентацию волнового вектора \bar{k} (угол θ) можно связать с энергией испускаемых квантов E_{cv} . В случае параболического закона дисперсии в плоскости квантовороверных слоев имеем

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{k_x^2}{k_z^2} = \frac{k^2}{k_z^2} - 1. \quad (15)$$

возбуждение) распределение носителей в зонах подчиняется бoльцмановскому закону, и выражение (20) упрощается [12]:

$$P = \frac{(|\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 - |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2) \rho_h + (|\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 - |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2) \rho_l}{(|\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 + |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2) \rho_h + (|\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 + |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2) \rho_l} \quad (22)$$

В структурах типа квантовой проволоки (кроме k_x) еще один компонент волнового вектора принимает дискретные значения. Если ось квантовой проволоки совпадает с осью X , то

$$\begin{aligned} \text{tg}^2 \theta_i &= \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{k_z^2} = \frac{2m_{ri}(E_{cv} - h\nu_{nli}) + \left(\frac{\pi \hbar l}{\omega}\right)^2}{\left(\frac{\pi \hbar n}{d}\right)^2}, \\ \text{tg}^2 \varphi_i &= \frac{k_y^2}{k_x^2} = \frac{\pi^2 \hbar^2 l^2}{2m_{ri} \omega^2 (E_{cv} - h\nu_{nli})}, \end{aligned} \quad (23)$$

где d и ω — размеры сечения квантовой проволоки вдоль осей Z и Y ; n и l — квантовые числа; $i = h, l$; $h\nu_{nli} = E_g + E_{cm} + E_{vnl}$; E_{cm} и E_{vnl} — уровни размерного квантования для электронов и дырок соответственно. В случае бесконечно большой высоты потенциальных барьеров

$$h\nu_{nli} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_{ri}} \left(\frac{\pi^2 l^2}{\omega^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2} \right). \quad (24)$$

Из формул (10), (11) для квадратов матричных элементов переходов для ТЕ- и ТМ-мод получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} |\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 &= \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\cos^2 \beta (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \beta (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right], \\ |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2 &= \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \sin^2 \theta, \\ |\bar{\mu}|_{\text{TE}}^2 &= |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \cos^2 \beta (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \beta (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right], \\ |\bar{\mu}|_{\text{TM}}^2 &= |\bar{P}_{cv}|^2 \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Степень Π вычисляется по формуле (22) (при слабом возбуждении), только в этом случае приведенная плотность состояний имеет вид [12]

$$\rho_i(E_{cv}) = \frac{\sqrt{2m_{ri}}}{\pi \hbar d \omega} \sum_{n,l} (E_{cv} - h\nu_{nli})^{-1/2}. \quad (26)$$

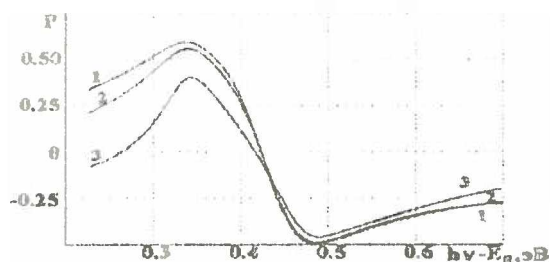


Рис. 5. Зависимость степени P в квантовых проволоках с прямоугольным 5×10 нм сечением для различных уровней накачки $\Delta F - E_g = -0.753$ эВ (1), $\Delta F - E_g = 0.357$ эВ (2), $\Delta F - E_g = 0.507$ эВ (3); $\Gamma_{cv} = 20$ мэВ; $\beta = 180^\circ$

сечений без учета (кривые 1) и с учетом спектрального уширения линий (кривые 2 и 3). Резкое изменение степени P при увеличении $h\nu$ до переходов в подзону легких дырок $h\nu_{111}$ связано со значительным отклонением в ТМ-моду при излучательных переходах электрон-легкая дырка. На рис.4 видно значительное изменение формы спектральных кривых при изменении параметра Γ_{cv} от нуля к положительным значениям (эффект спектрального уширения линий сильно влияет на спектральные поляризационные характеристики лазера). Максимальные значения степени P уменьшаются при увеличении параметра Γ_{cv} . Степень P излучения зависит от геометрической формы и размера активной области (см. рис.4). На рис.5 приведены спектральные характеристики степени P для структуры типа квантовой проволоки при различных уровнях накачки. Поляризационные характеристики значительно меняют свою форму лишь при большом уровне возбуждения, когда разность между квазиуровнями Ферми ΔF превышает E_g . При повышении уровня накачки наблюдается общее понижение степени P (рис.5). Рассчитанные зависимости P от $h\nu$ объясняют экспериментальные результаты, полученные для структур из пористого кремния [14,15]. Указанные зависимости P от $h\nu$ соответствуют экспериментальным данным, если учесть, что реальные излучатели представляют собой систему квантовых проволок различных сечений, ориентированных друг относительно друга.

Таким образом, P излучения в спонтанном режиме кванторазмерных лазеров вызвана наличием квантовых ям, которые приводят к анизотропии оптических свойств (эта зависимость связана с наличием

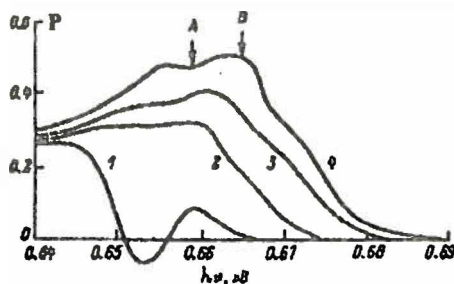


Рис. 7. Спектральная зависимость степени P спонтанного излучения КЛ на одном гетеропереходе при $T = 77K$ и различных токах (А): 1 - 0.01, 2 - 0.02, 3 - 0.05, 4 - 0.1

наблюдается большое преобладание ТЕ-мод над ТМ-модами. Это связано с действием квантовых ям на P . ТЕ-поляризация выделяется за счет доминирующего характера излучательных переходов типа электрон - тяжелая дырка, поскольку концентрация носителей на уровне тяжелых дырок существенно больше, чем на уровне легких дырок. В лазерных структурах на одном гетеропереходе преобладает ТМ-поляризация, что указывает на генерацию излучения, в основном за счет туннелирования легких дырок из р-GaSb в n-область структуры и их рекомбинацией с электронами (на излучательную рекомбинацию за счет диагонального туннелирования указывает также сдвиг энергии максимума спонтанного излучения с увеличением тока через структуру). На большую вероятность туннелирования легких дырок, чем электронов, благоприятное влияние оказывает меньшее значение разрыва в валентной зоне ΔE_v по сравнению с разрывом в зоне проводимости ΔE_c (для структуры из гетероперехода р - GaSb - n - Ga_{0.9}In_{0.1}As_{0.09}Sb_{0.91} - n - GaSb: $\Delta E_v = 0.06$ эВ, $\Delta E_c = 0.17$ эВ).

Преобладание ТМ-поляризации в спонтанном излучении приводит к преимущественному усилению излучения с такой P и появлению в когерентном режиме практически 100% ТМ-излучения. На рис.7 изображена спектральная зависимость степени P для такой структуры. Наблюдаемое увеличение степени линейной поляризации P с увеличением энергии фотона до энергии фотона генерации (полоса В) связано с увеличением участия легких дырок в излучении. Уменьшение же P практически до нуля при дальнейшем увеличении энергии фотона связано с участием в рекомбинации носителей, имеющих энергию в области непрерывного спектра,

со степенью поляризации $\eta = 90\%$. Доказательством этому служат зависимости интенсивности излучения по отдельным точкам перехода от тока накачки. Центральные точки имеют практически равные пороги генерации, в то время как в крайних точках этот режим не достигается.

Для образцов с неравномерным телом свечения характерен опережающий рост степени Π в одних точках и отставание в других, что можно объяснить неоднородностью возбуждения активной области лазера, неодновременностью достижения пороговой плотности тока и различных ее участках и чередованием усиливающих и поглощающих областей. Не для всех точек наблюдается резкий скачок степени Π в области порога генерации, что соответствует выходу в лазерный режим. Иова перечисленных выше причин излучение ряда областей представляет собой смесь поляризованного и неполяризованного света, причем доля последнего уменьшается по мере возрастания тока накачки и перехода к лазерному режиму все новых участков объема активного вещества, вследствие чего имеет место постепенный рост степени Π излучения. Области максимальной интенсивности излучают в лазерном режиме и дают наибольший вклад в энергию излучения диода, что определяет идентичность токовых зависимостей интегральной степени Π и поляризации в этих точках [21-26].

В лазерах на ДГС различие в порогах генерации для ТЕ- и ТМ-волн достигает нескольких процентов и кроме того заметно отличаются их собственные частоты (влияние сильного волновода). Вследствие спектрального расщепления в ДГС лазерах, как правило, не наблюдается синхронизация ортогональных Π , и имеет место преимущественная Π по главным плоскостям оптического волновода. Причем экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что при переходе от спонтанного ($J < J_{\text{пор}}$) к лазерному режиму работы ($J > J_{\text{пор}}$) Π сохраняется, однако степень Π резко возрастает, особенно если лазер переходит в режим одномодовой генерации. Хотя необходимо отметить, что в отдельных ИЛ с широкой активной областью может не сохраняться ориентация плоскости преимущественной Π (так как получение такого ИЛ неравномерно распределено по р-п-переходу и состоит из отдельных каналов генерации) и переход к многомодовой генерации с изменением тока накачки не приводит к однозначной зависимости степени Π от тока. Сохранение ориентации плоскости Π для ДГС лазеров объясняется, во-первых, одними и теми же причинами, вызывающими Π излучения ДГС лазера в обоих режимах (спонтанном и когерентном), во-вторых, высокой добротностью

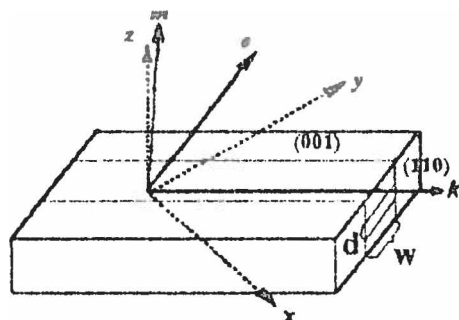


Рис. 9. Кристаллографические оси (xyz) и главные оси (k, e, t) в активном слое для глицеринного ИЛ

и $I_{TM}(J)$ пересекаются. Причем точке пересечения этих кривых соответствует нуль степени P лазерного излучения. Тогда на кривой $P(J)$ наблюдается характерный провал (см. рис.13), лежащий в довольно широком диапазоне значений токов инжекции. Такое поведение $P(J)$ обусловлено резкой перекачкой интенсивности излучения из одной моды в другую и связано с конкуренцией ТЕ- и ТМ-мод резонатора ИЛ [14,19].

Для того, чтобы объяснить поведение кривых $I_{TE}(J)$, $I_{TM}(J)$ воспользуемся моделью ДГС лазера, учитывающую волноводный эффект и внутренние механические напряжения в активном слое. Вначале получим скоростные уравнения на основе волнового уравнения, из которого найдем исходные параметры. Затем для каждого типа P найдем коэффициенты усиления и насыщения (основные величины, определяющие зависимость интенсивности излучения от тока) в приближении матрицы плотности состояний [28].

В приближении медленно меняющейся амплитуды вектора напряженности \vec{E} волновое уравнение второго порядка относительно времени может быть преобразовано в уравнение первого порядка:

$$\frac{d\vec{E}_i}{dt} + \frac{v_i \alpha_i}{2} \vec{E}_i(t) = -\frac{\omega_i}{2\epsilon_i \epsilon_0} \text{Im} [\vec{P}_i(t)], \quad (29)$$

где $i=e, m$; e — указывает на ТЕ-поляризацию, а m — на ТМ-поляризацию; v_i — групповая скорость; ϵ_i — диэлектрическая проницаемость; α_i — коэффициент потерь; ϵ_0 — электрическая постоянная; \vec{P}_i — вектор поляризации среды. В рамках этой модели можно написать

$$v_i = c \epsilon_i^{-1/2}, \quad \vec{E}_i = \vec{E}_i(t) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_i t)}, \quad \vec{P}_i = \vec{P}_i(t) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_i t)}, \quad (30)$$

Эти соотношения определяют матрицу T . С помощью матрицы T можно записать

$$\begin{aligned}\chi^{(1)}(k\epsilon m) &= T\chi^{(1)}(xyz)T^{-1}, \\ \chi^{(3)}(k\epsilon m) &= T\chi^{(3)}(xyz)T^{-1}T^{-1}T^{-1}.\end{aligned}\quad (35)$$

Отсюда находим

$$\begin{aligned}\chi_{ee}^{(1)} &= \frac{\chi_{xx}^{(1)} - \chi_{yy}^{(1)}}{2}, & \chi_{mm}^{(1)} &= \chi_{zz}^{(1)}, \\ \chi_{eeee}^{(3)} &= \frac{\chi_{xxxx}^{(3)} + \chi_{zzyy}^{(3)} + \chi_{xyyz}^{(3)} + \chi_{zyxy}^{(3)}}{2}, & \chi_{mmmm}^{(3)} &= \chi_{zzzz}^{(3)}, \\ \chi_{emmm}^{(3)} &= \frac{\chi_{zzxx}^{(3)} + \chi_{yy'yy}^{(3)}}{2}, & \chi_{meem}^{(3)} &= \frac{\chi_{zzzz}^{(3)} + \chi_{xyyz}^{(3)}}{2}.\end{aligned}\quad (36)$$

Так как обычно активный слой ИЛ имеет ширину w , во много раз больше, чем толщина d , то в приближении плоского волновода для плотности фотонов различной поляризации можно записать

$$I_i = \frac{1}{\hbar\omega_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\epsilon_i \epsilon_0}{2d} |E_i|^2 dz.\quad (37)$$

Теперь скоростные уравнения для плотности фотонов I_e и I_m принимают вид

$$\begin{aligned}\frac{dI_e}{dt} &= v_e (\Gamma_e g_e - \Gamma_{ee} S_e I_e - \Gamma_{em} C_{em} I_m - \alpha_e) I_e + \beta_e B N^2, \\ \frac{dI_m}{dt} &= v_m (I_m g_m - \Gamma_{mm} S_m I_m - \Gamma_{me} C_{me} I_e - \alpha_m) I_m + \beta_m B N^2,\end{aligned}\quad (38)$$

где β_e и β_m — определяют вклад спонтанных фотонов в ТЕ- и ТМ-моды; B — коэффициент бимолекулярной иолучательной рекомбинации; N — концентрация носителей заряда; Γ_e и Γ_m — параметры оптического ограничения для ТЕ- и ТМ-мод; Γ_{ee} , Γ_{mm} , Γ_{em} и Γ_{me} — коэффициенты, связанные с нелинейными коэффициентами усиления, эти коэффициенты зависят от волноводной структуры и их можно определить как (в приближении плос-

параметры, относящиеся к структуре полупроводника; 3) $\alpha_{ли,с}, \alpha_{ли,м}$, A, B и C - технологические параметры. Первая категория параметров может быть рассчитана по волноводной структуре (формулы (30), (39)). Вторая категория параметров находится в рамках квантовой механики при известных параметрах полупроводниковой структуры. Параметры третьей категории (свободные) также зависят от структуры полупроводника, но надежный расчет их невозможен без точных данных многих характеристик полупроводника, из которого изготовлен лазер (уровень легирования, концентрация различных дефектов и др.), зависящих от технологического процесса и изменяющихся от одного лазера к другому.

Найдем коэффициенты линейного и нелинейного усиления. С помощью формулы (40) они выражаются через тензоры диэлектрической восприимчивости $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(3)}$, зависящие от структуры полупроводникового кристалла. Выразим χ , используя матрицу плотности ρ , которая определяется состояниями в зоне проводимости и валентной зоне. В дипольном приближении изменение матрицы плотности ρ со временем при взаимодействии с электромагнитным полем описывается выражением [28]

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + e\vec{r} \cdot \vec{E}, \rho]_{ij} - \rho_{ij} \vartheta_{ij}, \quad (43)$$

где ρ_{ij} - элементы матрицы плотности; ϑ_{ij} - коэффициент скорости тепловой релаксации; $e\vec{r} \cdot \vec{E}$ - гамильтониан взаимодействия; i и j относятся либо к зоне проводимости (c), либо к валентной зоне (v); H_0 - гамильтониан материала полупроводника

$$H_0 = \frac{\Delta}{3} - d_a + \begin{pmatrix} P+Q & -S & -i\frac{S}{\sqrt{2}} & -i\sqrt{2}R & R & 0 \\ -S^* & P-Q & -i\sqrt{2}Q & -i\sqrt{\frac{2}{3}}S & 0 & R \\ i\frac{S^*}{\sqrt{2}} & i\sqrt{2}Q & P-\Delta & 0 & -i\sqrt{\frac{2}{3}}S & i\sqrt{2}R \\ i\sqrt{2}R^* & i\sqrt{\frac{2}{3}}S^* & 0 & P-\Delta & i\sqrt{2}Q & -i\frac{S}{\sqrt{2}} \\ R^* & 0 & i\sqrt{\frac{2}{3}}S^* & -i\sqrt{2}Q & P-Q & S \\ 0 & R^* & -i\sqrt{2}R^* & i\frac{S}{\sqrt{2}} & S^* & P+Q \end{pmatrix}, \quad (44)$$

где

$$P = -\left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right) \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad S = -i\frac{\sqrt{3}a^2}{m_0} \gamma_3 (k_x - ik_y) k_z,$$

$$Q = -\frac{\hbar}{2m_0} \gamma_3 (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2) - \frac{d_0}{2}, \quad d_a = a(S_{11} + 2S_{12}) X,$$

$$R = -i\frac{\sqrt{3}\hbar}{2m_0} [\gamma_3 (k_x^2 - k_y^2) - i2\gamma_3 k_x k_y], \quad d_b = b(S_{11} - S_{12}) X,$$

Здесь Tr — операция взятия следа матрицы; D — матрица, элементами которой являются дипольные моменты и x , y и z направлениях:

$$r_{cv} = \sum_n V_n \langle U_c | D | U_v \rangle, \quad (48)$$

где g — или x , или y , или z ; U_c , U_v — базисные функции зоны проводимости и валентной зоны (формулы (1)-(4)); V_n — линейные коэффициенты разложения волновой функции дырки по базисным функциям, полученные по приведению к диагональному виду гамильтониана H_0 . Используя уравнения (48) и (1)-(4), находим элементы тензоров $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(2)}$:

$$\chi_{cc}^{(1)}(\omega_s) = \frac{P_g(\omega_s)}{E_g(\omega_s)} = - \sum_{cv} \frac{e^2}{\pi} \int \frac{(z_{cv}x_{vc} + y_{cv}y_{vc}) (\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{cv}^{(0)})}{2\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} dk^3, \quad (49)$$

$$\chi_{mm}^{(1)}(\omega_m) = \frac{P_m(\omega_m)}{E_m(\omega_m)} = - \sum_{cv} \frac{e^2}{\pi} \int \frac{z_{cv}z_{vc} (\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv}^{(0)})}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv}^*)} dk^3, \quad (50)$$

$$\chi_{ccvc}^{(2)}(\omega_s) = \frac{P_c^{(2)}(\omega_s)}{E_c(\omega_s)E_v^*(\omega_s)E_c(\omega_s)} \approx - \sum_{cc'vv'} \frac{e^4}{(2\pi)^3} \int \frac{r_{ccvc}}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} \times \left[\frac{1}{\hbar\mu_{vv'}} \left(\frac{\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv'})} - \frac{\rho_{cc'}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} \right) + \frac{2\partial_{cc'}(\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)})}{\partial_{cc'}\hbar^2|\omega_s - \mu_{cv'}|^2} \right] dk^3, \quad (51)$$

$$\chi_{mmmm}^{(2)}(\omega_m) = \frac{P_m^{(2)}(\omega_m)}{E_m(\omega_m)E_m^*(\omega_m)E_m(\omega_m)} \approx - \sum_{cc'vv'} \frac{e^4}{(2\pi)^3} \int \frac{r_{mmmm}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv}^*)} \times \left[\frac{1}{\hbar\mu_{vv'}} \left(\frac{\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv'})} - \frac{\rho_{cc'}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv}^*)} \right) + \frac{2\partial_{cc'}(\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)})}{\partial_{cc'}\hbar^2|\omega_m - \mu_{cv'}|^2} \right] dk^3, \quad (52)$$

$$\chi_{mmmc}^{(2)}(\omega_s) = \frac{P_c^{(2)}(\omega_s)}{E_m(\omega_m)E_m^*(\omega_m)E_c(\omega_s)} \approx - \sum_{cc'vv'} \frac{e^4}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} \times \left[\frac{r_{mmmc}}{\hbar\mu_{vv'}} \left(\frac{\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv'})} - \frac{\rho_{cc'}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv}^*)} \right) + \frac{r_{mmmc}}{\hbar(\omega_s - \omega_m + \mu_{vv'})} \times \left(\frac{\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv'})} + \frac{\rho_{cc'}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)}}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} \right) + \frac{r_{mmmc}(\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)})}{\hbar(\omega_s - \omega_m + i\partial_{vv'})} \times \left(\frac{1}{\hbar(\omega_m - \mu_{cv'})} - \frac{1}{\hbar(\omega_s - \mu_{cv}^*)} \right) + \frac{2\partial_{cc'}r_{mmmc}(\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{vv'}^{(0)})}{\partial_{cc'}\hbar^2|\omega_m - \mu_{cv'}|^2} \right] dk^3, \quad (53)$$

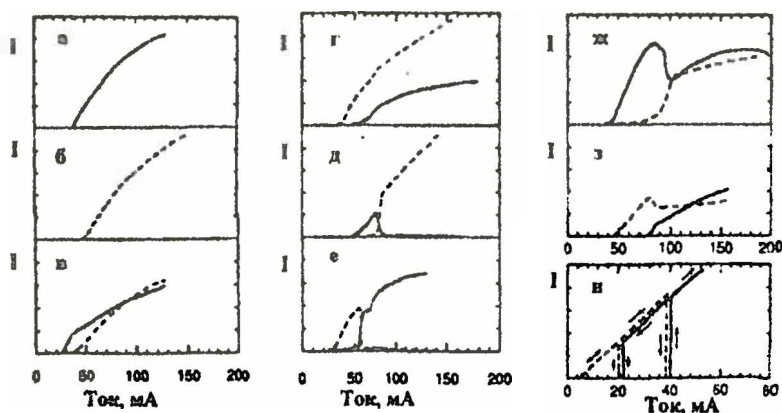


Рис. 10. Ватт-амперные характеристики для двух типов II для $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ лазера с варошенной гетероструктурой: при $T = 300\text{K}$ (а-в) и $T = 186.7\text{K}$); --- ТЕ-мода, - - - ТМ-мода

подавляемая мода полностью не исчезает даже при очень больших токах. На рис.10и показана ТМ ТЕ бистабильность (при $T = 186.7\text{K}$). Первой появляется ТМ мода, но подавляется ТЕ-модой аналогично случаю, представленному на рис.10е, но перед тем, как полностью исчезнет ТМ-мода, существует бистабильная область. Бистабильность ИЛ можно использовать для переключения Π с частотой порядка несколько десятков ГГц [29].

При теоретическом анализе модели выбирались следующие коэффициенты рекомбинации: $A = 8 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $B = 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ c}^{-1} \text{ см}^3$, $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{ c}^{-1} \text{ см}^6$. Температура и размеры активного слоя соответствовали экспериментальным условиям: $T = 300\text{K}$, $d = 0.2\text{мкм}$, $w=0.9\text{мкм}$ и $l = 200\text{мкм}$. τ_{sp}^{-1} принималось равным $3 \cdot 10^{-12} \text{ c}$, а $E_g = 0.953\text{эВ}$, что соответствует 1.3мкм . В качестве свободных параметров остались внутренние (или сумма внутренних и внешних) механические напряжения X , показатели преломления активного и прилегающих слоев $n_{акт}$ и $n_{прил}$ (эти значения необходимы для вычисления ϵ_a , ϵ_m , ν_e и ν_m), а также внутренние потери $\alpha_{акт,в}$, $\alpha_{вн,т}$. Для InGaAsP были выбраны следующие параметры одной модели: $a = -10.2\text{эВ}$, $d = -1.82\text{эВ}$, $S_{11} = 1.55 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин}$, $S_{12} = -5.33 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{дин}$, параметры Люттиджера $\gamma_1 = 7.84$, $\gamma_2 = 2.65$,

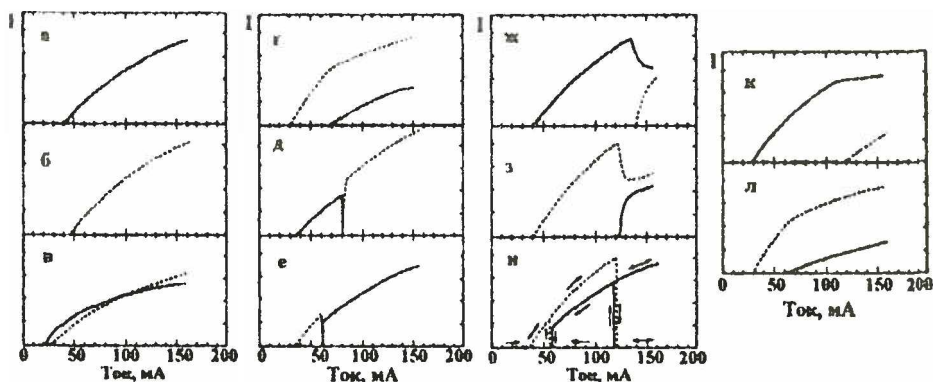


Рис. 11. Теоретические ватт-амперные характеристики для обоих типов поляризации

рассматривать как особый случай переключения II, а случай неполного переключения - как промежуточный между переключением II и сосуществованием обоих типов поляризации излучения. На рис.12 представлена диаграмма, показывающая области реализации различных режимов генерации ТЕ- и ТМ-мод. Области а)-о) диаграммы соответствуют случаям а)-о) рисунков 10 и 11. Области к),л) соответствуют случаям, изображенным на рис.11к и рис.11л. Точками на диаграмме отмечены условия, приводящие к случаям, изображенным на рис.11. Для большинства ДГС лазеров $\alpha_s < \alpha_m$ и $X \geq 0$, следовательно, большинство экспериментальных характеристик "находятся" в первом квадрате диаграммы.

Таким образом, результаты исследований поведения ТЕ- и ТМ-мод показывают, что степень II излучения лазера зависит, главным образом, от крутиины характеристик интенсивности ТЕ- и ТМ-волн и связана с конкуренцией ТЕ- и ТМ-мод резонатора. Эти факты, при прочих равных условиях, следует учитывать при определении степени поляризации излучения ИЛ в зависимости от тока инжекции. На рис.13 приведен пример зависимости степени поляризации от тока инжекции в случае ТЕ-ТМ неполного переключения.

В квадрупольных лазерах не наблюдаются случаи, изображенные на рис. 10в-10и, так как для КЛ характерно еще большее преобладание ТЕ-поляризации над ТМ-типом по сравнению с обычными ДГС лазерами (для ИЛ на основе соединений GaAlAs/GaAs, GaInAsP/InP и GaSb/AlGaSb). Обычно ДГС лазеры имеют преимущественно линейную

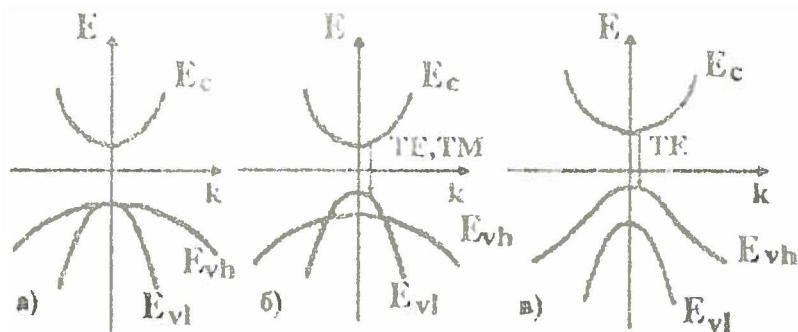


Рис. 14. Схематические диаграммы зонной структуры полупроводника типа $A^{III}B^V$: а - деформации нет; б - сжимающие деформации; в - растягивающие деформации

на уровне легких дырок, и такое излучение будет поляризовано параллельно плоскости p-n-перехода (TE-волны) [31-33].

2. Факторы, влияющие на поляризацию излучения лазеров

Одним из достоинств ИЛ является возможность управления I излучения с помощью ряда внешних факторов, таких, как анизотропная деформация активного слоя лазера, волноводная структура, оптический резонатор, температура и излучение другого лазера. Рассмотрим влияние этих факторов на I .

Анизотропная деформация активного слоя инжекционных лазеров. Анизотропная деформация снимает вырождение валентной зоны и изменяет взаимное энергетическое положение валентных подзон легких и тяжелых дырок, а следовательно, в их заполнение дырками [34,35]. Для полупроводника типа $A^{III}B^V$ на рис.14 показана перестройка зонной структуры. При этом сжимающие деформации приводят к тому, что зона легких дырок лежит выше подзоны тяжелых дырок. Из зонной диаграммы (см. рис.14) видно, что в этом случае спектральный максимум TE-моды смещается в коротковолновую область, а ТМ-моды - в длинноволновую область спектра. Таким образом, сжимающая деформация увеличивает различие в собственных частотах мод TE- и ТМ-поляризации, а так как зона легких дырок в этом случае лежит выше подзоны тяжелых дырок, то концентрация легких дырок увеличивается, а тяжелых уменьшается по сравнению со случаем, когда деформации нет, что приводит

ТМ-поляризации высшего порядка) для InGaAsP лазера с вароценной гетероструктурой от величины сжимающего механического напряжения X . Из рис.16 видно, что для InGaAsP лазера сжимающие напряжения уменьшают порог мод с ТМ-поляризацией и увеличивают порог ТЕ-мод. Таким образом, измеряя поляризационные характеристики ИЛ, можно найти величину механического напряжения в активном слое ИЛ.

Для некоторых лазеров под действием одноосного давления наблюдалось интересное изменение канальной структуры генерации. Например, для одно-канального лазера (лазер с узкой областью свечения, например, полосковый ДГС лазер) при приложении давления канал генерации может расщепляться на две части, и плоскость Π излучения лазера поворачивается (рис.17) [19,38]. Такое поведение канала генерации и поляризации излучения связано с нарушением структуры кристалла (из рис.17 видно, что поворот плоскости Π происходит при больших давлениях), например, с дислокацией. Локальная анизотропия, существующая вблизи линии дислокации, влияет на ориентацию плоскости Π излучения обеих частей расщепленного канала (может происходить синхронизация излучения каналов). Как видно из рис.17, степень Π не зависит от величины давления X , приложенного к кристаллу, и остается близкой к 100%. Угол поляризации ϕ при увеличении давления до $9 \cdot 10^8$ дин/см² также не меняется (при этом излучение имеет ТЕ-поляризацию). Однако в интервале от $9 \cdot 10^8$ до $25 \cdot 10^8$ дин/см² происходит плавный поворот плоскости поляризации на 90° , т.е. вектор электрического поля поворачивается из плоскости, параллельной р-п-переходу, в плоскость, перпендикулярную р-п-переходу (ТМ-поляризация). Интервал, в котором происходит плавный поворот плоскости Π , зависит от ширины излучающей области (рис.18). При уменьшении ширины излучающей области на порядок (от 16 до 1.5 мкм) интервал переключающего поляризации давления возрастает от 0.05 до $15 \cdot 10^8$ дин/см². При этом лазеры излучают в одночастотном режиме генерации во всем диапазоне прикладываемых давлений, но линия генерации сдвигается в коротковолновую область спектра с удельным смещением $0.7 \cdot 10^{-9}$ нм/(дин/см²) [19,38].

В ДГС лазерах из-за рассогласования постоянных решеток различных слоев активная область может находиться под механическими напряжениями (внутренние напряжения). Так, например, активный слой гетеролазеров GaAs - Al_xGa_{1-x}As находится в растянутом вдоль гетерограниц состоянии вследствие того, что постоянная кристаллической решетки Al_xGa_{1-x}As больше постоянной кристаллической решетки GaAs.

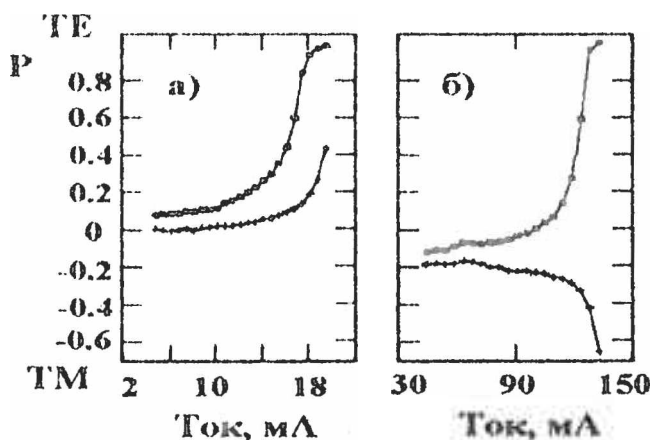


Рис. 19. Зависимость степени поляризации от тока для лазера с инвертированной гетероструктурой (а) и ДГС лазера (б): □ - без внешних деформаций; + - при сжимающих внешних деформациях $\sim 1.1 \cdot 10^9$ дин/см²

Кроме того, величины механических напряжений в активном слое определяются не только постоянными решеткой активного и прилегающего слоев, но и соотношением толщин этих слоев и подложки. Действительно, в активном слое приложена деформация растяжения со стороны эмиттера (широкозонные слои, окружающие активный слой), но и в то же время подложка оказывает сжимающее действие на эмиттер и через него на активный слой (для системы AlGaAs-GaAs). Следовательно, изменяя соотношение толщин эмиттера и подложки, удастся варьировать величину деформации активного слоя гетеролазера (подбирая определенные толщины слоев можно совсем убрать деформации в активном слое [39]). Анизотропная деформация в активном слое может быть специально создана путем рассчитанного достаточно малого рассогласования периодов решетки на гетерограницах (иначе появятся дислокации несоответствия), причем она деформации может быть равным. Такой метод, например, можно использовать для контроля Π излучения лазеров с излучающей поверхностью. Хотя излучение GaAlAs/GaAs лазеров с излучающей поверхностью всегда поляризовано, но плоскость Π изменяется от лазера к лазеру (вектор поляризации направлен либо вдоль направления $\langle 011 \rangle$, либо вдоль $\langle 01\bar{1} \rangle$), так как поляризационная селективность этих лазеров намного меньше, чем обычных полосковых ДГС лазеров [40]. Для

жение (сжатие) активного слоя в плоскости гетерограницы соответствует одноосному сжатию (растяжению) в перпендикулярном направлении). Поэтому внешние напряжения складываются алгебраически с внутренними [35]. На существование в активном слое сжимающих деформаций указывает то, что при переходе к режиму генерации плоскость преимущественной поляризации поворачивается на 90° (см. рис.19б), так как величина внутренней деформации недостаточна для того, чтобы лазер получал в ТМ-моде. При приложении внешних сжимающих напряжений, которые складываются с внутренними, происходит переключение П. На рис.19а прикладываемые напряжения сжатия компенсируют внутренние деформации растяжения (речь идет об одноосных деформациях, перпендикулярных плоскости р-п-перехода).

Деформации активного слоя в КЛ влияют на П излучения так же, как и в обычных лазерах. Но из-за того, что в КЛ разность внутренних потерь для мод ТЕ и ТМ-поляризаций больше, чем в обычных ИЛ, величины деформаций должны быть большими.

Такие деформации легче всего создать, используя рассогласование периодов решеток активного и прилегающих слоев. Так, например, в КЛ на основе системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{InP}$ при $x = 0.43$ активный слой растянут вдоль гетерограницы (сжат в направлении, перпендикулярном р-п-переходу), а при $x = 0.65$ — сжат вдоль гетерограницы. На рис.21 показано влияние деформации на П для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КЛ с четырьмя квантовыми ямами. Максимальное значение деформации растяжения вдоль гетерограницы ($x = 0.43$) достигается при толщине квантовороамерных слоев 4 нм (см. рис.21а). В этом случае лазер излучает в ТМ-моде. Для случая сжатия вдоль гетерограницы ($x = 0.65$) толщина квантовороамерных слоев составляла 3 нм, и КЛ излучает в очень стабильной ТЕ-моде (на рис.21б ТМ-мода не показана, так как ее интенсивность очень мала) [42].

Влияние волновода на поляризацию излучения инжекционных лазеров. Волноводы в ИЛ используются для того, чтобы ограничить и направить распространение излучения. Поэтому степень П излучения ИЛ существенно зависит от волноводных характеристик излучающей структуры. По поляризационным характеристикам ИЛ можно разделить на две группы: лазеры со слабым волноводом (гомолазеры, ОГС лазеры) и с сильным волноводом (ДГС лазеры и их модификации). Для объяснения волноводных эффектов воспользуемся упрощенной моделью [43] (рис 22). Поперечное ограничение достигается с помощью плос-

эффект сводится к конкуренции ТЕ- и ТМ-мод: в боковом направлении лучше ограничивается ТМ-мода, а в поперечном направлении - ТЕ-мода.

Вначале с помощью волновых уравнений находятся эффективные показатели преломления поперечного волновода $n_{x_i}(TE)$, $n_{x_i}(TM)$ и $n_{y_i}(TE)$, $n_{y_i}(TM)$. При этом следует учесть влияние увеличения концентрации носителей в активной области в режиме генерации. Этот эффект обычно описывается параметром [43]

$$R = \frac{dRe\{n_a\}}{dIm\{n_a\}}, \quad (58)$$

где n_a - комплексный показатель преломления активной области. Предположим, что плотность тока описывается следующей функцией:

$$j(y) = \begin{cases} j_0, & |y| \leq \frac{W}{2} \\ 0, & |y| > \frac{W}{2} \end{cases}, \quad (59)$$

где $j_0 = J/Wl$. Распределение носителей $N(y)$ можно найти из следующего уравнения:

$$D_{эфф} \frac{d^2 N(y)}{dy^2} - \frac{N(y)}{\tau} - BN^2(y) - CN^3(y) + g(y) = 0, \quad (60)$$

где $g(y) = j(y)/e_0 D$; τ - время жизни носителей для линейной рекомбинации; $D_{эфф}$ - коэффициент диффузии. В приближении линейного усиления можно написать:

$$G_a(y) = a(N(y) - N_0), \quad (61)$$

$$G_{TE, TM}(y) = \Gamma_i(TE, TM)G_a(y), \quad (62)$$

где Γ_i - поперечный параметр оптического ограничения. Добавка, связанная с влиянием инжектированных носителей на показатель преломления активного слоя, выражается через Γ_i , R и G_a

$$\Delta n_a = \frac{G_a R \Gamma_i}{2k_0}, \quad (63)$$

где k_0 - константа распространения. Различие в показателях преломления I и II областей приводит к образованию бокового волновода (см. рис.22в). Рециая волновое уравнение для бокового волновода с распределением показателя преломления, показанным на рис.22в, можно найти комплексные константы распространения $k_x(TE)$ и $k_x(TM)$. Тогда

$$G_m(TE, TM) = 2I_m\{k_x(TE, TM)\} \quad (64)$$

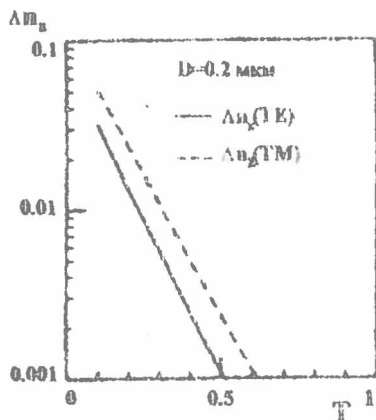


Рис. 23. Скачки показателя преломления для волн TE-, TM-поляризации в зависимости от параметра T для 1.3 мкм - InGaAsP-InP лазера

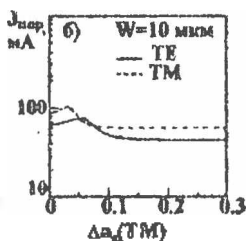
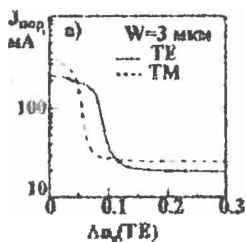


Рис. 24. Зависимость порогового тока для мод TE- и TM-поляризации от скачка показателя преломления Δn_2 ($\Delta n_2(TM) = 1.7\Delta n_2(TE)$) для лазера с длиной резонатора 200 мкм

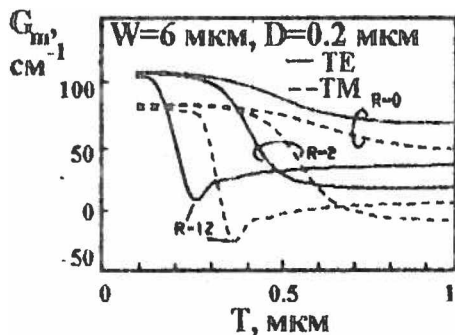


Рис. 25. Усиление мод TE- и TM-поляризации в зависимости от T и R

условия $\Delta\alpha_m > \Delta\alpha_{\text{вн}}$. Например, многослойный отражатель может быть сделан из 5 пар квадратных слоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ толщиной $a/4n$ (рис.26), обладающих высоким коэффициентом отражения. Причем на $\Delta\alpha_m$ влияет также размер отражателя a (для лазера $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}$ a должно быть меньше 5 мкм [45]). Так как коэффициенты внутренних потерь в активном слое различны для мод ТЕ- и ТМ-поляризаций, то на степень П оказывает влияние и длина резонатора [46].

Иногда применяется составной резонатор, состоящий из внешнего резонатора и естественного. Обычно моды с ТЕ-поляризацией имеют больший коэффициент отражения, чем ТМ-моды [47]. Поэтому при оптимальном положении внешнего резонатора ТЕ-мода сильно увеличивается, а интенсивность ТМ-моды даже уменьшается (кривая 3 на рис.27). При отклонении зеркал внешнего резонатора от оптимального положения интенсивность ТЕ-моды уменьшается, а ТМ-моды — увеличивается по отношению к случаю оптимального положения. Следовательно, при совпадении оптических осей естественного и внешнего резонаторов степень поляризации увеличивается. Используя внешний резонатор, можно модулировать излучение с частотой до 100 ГГц [48]. Принцип модуляции поясняет рис.28. После прохождения излучения лазера через КДР кристалл (KHzPO_4), на который подается напряжение, обеспечивающее поворот плоскости поляризации на 90° , оно фокусируется снова на лазер и вызывает излучение с новой поляризацией. В результате происходит переключение поляризацій с частотой $f_0 = c/2l$. Для уменьшения влияния резонатора, образованного гранями кристалла, на них нанесено просветляющее покрытие. Переключение поляризацій может происходить и с частотой, кратной f_0 ($f = n f_0$, где n — нечетные целые числа [48]). Это достигается помещением стеклянной пластинки на соответствующем расстоянии от кристалла, а также изменением напряжения на КДР-кристалле.

РОС-лазеры основаны на принципе когерентного отражения при дифракции на периодических неоднородностях среды и имеют вид диэлектрического волновода с гофрированной границей. Влияние РОС на поляризацию излучения сводится к поляризующему действию дифракционной решетки и к влиянию внутренних деформаций активного слоя, созданных гофрировкой. Обычно РОС-лазеры создаются на системах $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ или $\text{InGaAsP}/\text{InP}$. В гетеролазерах с РОС поляризующее действие решетки проявляется в различии как коэффициентов обратной связи, так и коэффициентов потерь на излучение в различных порядках

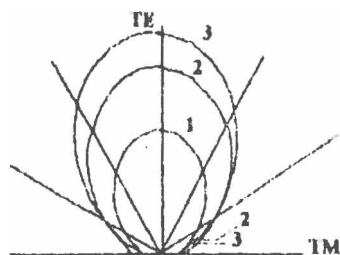


Рис. 27. Поляризаационные характеристики ИЛ: 1 - без внешнего резонатора при $J/J_{пор} = 1.25$; 3 - оптимальное положение внешнего резонатора; 2 - промежуточный случай между 1 и 3

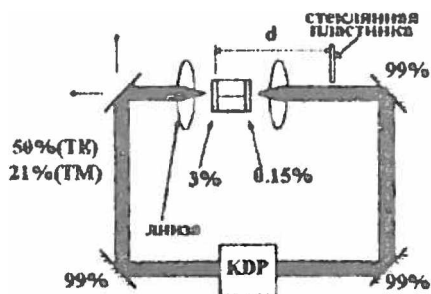


Рис. 28. Схема модуляции излучения лазера с помощью внешнего резонатора

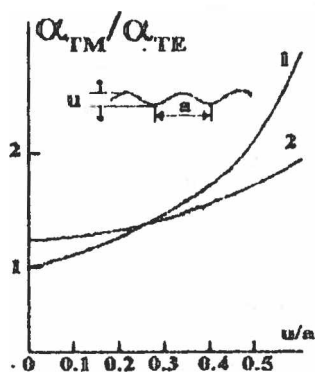


Рис. 29. Зависимость отношения коэффициентов дифракционных потерь на излучение (1 - в подложку, 2 - в воздух) от глубины решетки U (шаг решетки a задается порядком вывода излучения: $a = \alpha/N_m$, где N_m - эффективный показатель преломления моды с индексом m)

мод. Деформация растяжения активного слоя в плоскости гетерограниц создает условия для преимущественной генерации ТМ-поляризованных мод. В гетеролазерах, изготовленных из материалов с сильной зависимостью постоянной кристаллической решетки от состава, этот механизм может проявляться сильнее, чем поляризующее действие дифракционной решетки.

Влияние температуры на поляризацию излучения лазеров

Влияние температуры на поляризационные характеристики ИЛ можно объяснить двумя механизмами: 1) изменение внутренних механических напряжений с температурой, 2) зависимость от температуры таких параметров лазера, как пороговый ток, коэффициент излучательной рекомбинации и т.д..

Так как слои ИЛ имеют различные тепловые коэффициенты расширения, то изменение температуры вызовет дополнительные механические напряжения в активном слое, которые могут повлиять на степень поляризации ИЛ. На рис.32 даны поляризационные характеристики ДГС лазера. Хотя для всех температур лазер генерирует преимущественно ТЕ-моду, в довольно узком интервале температур ($5^{\circ} - 25^{\circ}\text{C}$) может наблюдаться резкое увеличение ТМ-моды при достижении определенного значения тока (это значение и сам интервал температур меняются от лазера к лазеру), и следовательно, характеристика для излучения ТЕ-поляризации становится нелинейной (для температур вне этого интервала эта характеристика строго линейна; рис.32). При этом отношение интенсивностей ТЕ- и ТМ-поляризаций сильно уменьшается (до 15 дБ) [50]. Внутренние напряжения можно значительно уменьшить с помощью повторного изменения температуры [50]. Из рис.33 видно, что отношение интенсивностей поляризации для случая б) значительно увеличилось при повторном изменении температуры от -10°C до 60°C с периодом в час, что говорит об уменьшении механических напряжений в активном слое. Причем, если применить этот метод к лазеру без внутренних напряжений, то новых деформаций не создается (рис.33а) (отношение интенсивностей излучения ТЕ- и ТМ-поляризаций почти не изменяется).

Остановимся на втором механизме влияния температуры на поляризацию излучения ИЛ. Для этого рассмотрим влияние температуры на усиление, используя упрощенную модель [51]. В линейном приближении усиление выражается через концентрацию инжектируемых носителей N формулой (61). Рассмотрим случай работы лазера в режиме усилителя (отражение от грани резонатора лазера мало). Тогда полное усиление

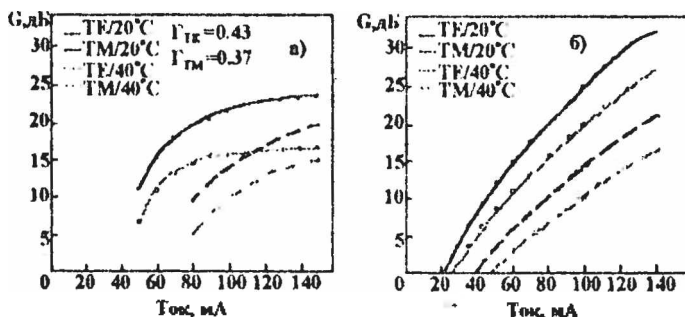


Рис. 34. Теоретические (а) и экспериментальные (б) характеристики 1,55 мкм InGaAsP лазера

$$B = 4.49 \cdot 10^{-9} \exp\left(-\frac{T}{77}\right) \left(\frac{\text{см}^3}{\text{с}}\right). \quad (70)$$

Коэффициент Оже-рекомбинации C увеличивается от $9 \cdot 10^{-29}$ до $11.5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$ с ростом температуры от 20° до 40°C . Остальные параметры выбирались следующими: $\Gamma_{TE} = 0.43$, $\Gamma_{TM} = 0.37$, $W = 1.5 \text{ мкм}$, $d = 0.4 \text{ мкм}$, $l = 500 \text{ мкм}$, $\alpha = 6 \text{ см}^{-1}$. На рис.34а изображена зависимость усиления волны TE- и TM-поляризации от величины тока инжекции для температур 20°C и 40°C . На рис.34б приведены экспериментальные результаты. Из представленных графиков видно, что увеличение температуры от 20° до 40°C приводит к уменьшению разности усиления волн TE- и TM-поляризации примерно на 3 дБ. Изменение лазерного усиления не должно зависеть от поляризации. Одним из способов уменьшения разности усиления TE- и TM-волн является увеличение температуры, хотя коэффициент усиления при этом падает.

Влияние внешнего излучения на поляризацию излучения

Влияние излучения другого лазера на поляризацию сходно с влиянием внешнего резонатора. Рассмотрим случай, когда излучение лазера А падает на лазер В, причем лазеры расположены так, что их плоскости р-п-перехода перпендикулярны друг другу (т.е. вектор электрического поля падающей волны перпендикулярен р-п-переходу лазера В). Излучение лазера А благоприятствует излучению лазером В мод TM-поляризации. Поэтому при токах $J_B \leq J_{B\text{пор}}$ излучение TM-поляризации преобладает, хотя сам лазер В излучает в TE-моду (рис. 35а). Но после порога, по мере увеличения J_B , интенсивность TE-моды растет, а TM-моды падает. Таким образом, рассмотренный случай подобен случаю, когда оптические

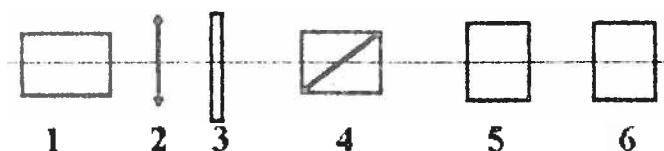


Рис. 30. Схема статической фотоэлектронной установки для измерения степени поляризации лазера: 1 - лазер, 2 - коллиматор, 3 - пластинка $\lambda/4$, 4 - анализатор, 5 - фотоприемник, 6 - регистрирующее устройство

Коллиматор формирует излучение ИЛ в параллельный пучок. При обычном анализе поляризованного света с помощью одного анализатора невозможно отличить поляризованный по кругу свет от естественного, а эллиптически-поляризованный от частично линейно-поляризованного. Чтобы различить эти варианты, необходимо дополнительно поместить пластинку в четверть волны между лазером и анализатором. Пластинка $\lambda/4$ превращает циркулярный свет в линейный так же, как линейный - в циркулярный. Легко определяемое на опыте различие между циркулярным и естественным светом состоит в том, что циркулярный может быть преобразован в линейный с помощью пластинки $\lambda/4$, а естественный не может. Частично линейно-поляризованный свет от эллиптически-поляризованного света отличается на опыте тем, что в первом случае при введении перед анализатором пластинки $\lambda/4$ не происходят никаких изменений углов ориентации анализатора, при которых получается максимум и минимум интенсивности. Во втором же случае максимуму и минимуму интенсивности соответствуют различные положения анализатора в присутствии и в отсутствие пластинки $\lambda/4$.

Итак, необходимо последовательно проделать следующие операции, результаты которых дадут однозначные выводы.

1. Если интенсивность не изменяется ни в отсутствие, ни в присутствии пластинки $\lambda/4$ свет естественный.
2. Если без пластинки $\lambda/4$ интенсивность не меняется, а при наличии пластинки появляются максимумы и минимумы, то свет поляризован по кругу. Если при этом в минимуме интенсивность равна нулю, то свет полностью поляризован по кругу, а если не равна нулю, то он частично поляризован по кругу, т.е. его следует (подобно частично линейно-поляризованному) считать наложением двух пучков

ориентации вектора электрического поля падающего света относительно оптической оси (например, ФАПН могут быть созданы на кристаллах типа $A^3B^4C_5^6$ и A^3B^6 ; например, GaSe работает в спектральном диапазоне 0.45 - 0.63 мкм, а InSe - в спектральной области 1.06 - 1.2 мкм) [52]. Для изучения степени Π отдельных спектральных полос излучения нужно после объектива 2 поместить монохроматор.

Модуляционный способ основан на модуляции интенсивности поляризованного излучения. Для этого в простейшем способе на пути пучка ставят вращающийся поляризатор. На ФЭУ подается переменный световой сигнал, а снимается переменный электрический сигнал, глубина модуляции которого однозначно связана со степенью поляризации. Это и дает возможность ее измерить. В модуляционных установках применяются различные способы модуляции. Упомянутый выше простейший метод вращающегося поляризатора имеет существенный недостаток, связанный с тем, что фотокатод всякого фотоэлектрического приемника анизотропен, т.е. чувствительность его различна при разных ориентациях электрического вектора падающего на него света. При вращающемся анализаторе это приводит к дополнительной модуляции и, следовательно, к ошибкам. Существуют методы модуляции, в которых анализатор остается неподвижным. Например, применяется модулятор, состоящий из вращающейся пластинки $\lambda/4$ и неподвижного анализатора. Механические способы не могут давать высокую частоту модуляции (предел порядка 200 Гц). Гораздо большую частоту (несколько МГц) могут дать электрооптические и магнитооптические способы модуляции, основанные на эффектах Керра, Поккельса, Фарадея, а также пьезооптические способы, в которых оптическая анизотропия вызывается механическими деформациями (например, воздействием ультразвука). Одними из лучших считаются модуляторы на кристаллических пластинках KDP (KH_2PO_4) или ADP ($NH_4H_2PO_4$). Приложение переменного поля приводит к модуляции поляризованной составляющей света. Высокие частоты модуляции обеспечивают большую точность измерений степени поляризации (до сотых долей процента). Принципиальная схема установки показана на рис.37.

На модуляционных установках измерять степени Π можно как непосредственно по глубине модуляции, так и компенсационным методом (поляризация, вносимая компенсатором 3, зависит от его ориентации относительно направления луча и от преимущественного направления электрического вектора; можно так расположить компенсатор, чтобы создаваемая им поляризация была равна по абсолютной величине и противополо-

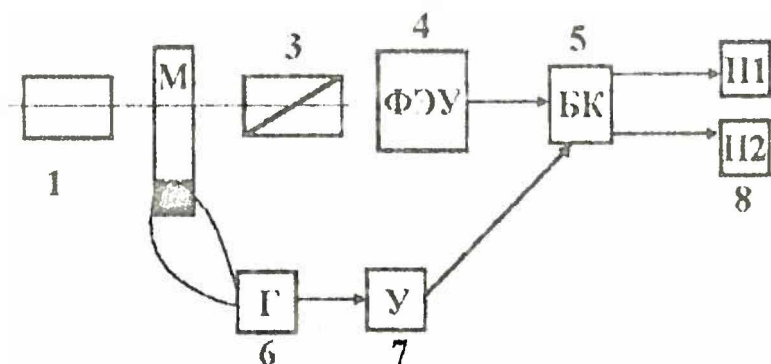


Рис. 38. Схема модуляционной установки для измерения степени круговой поляризации: 1 - источник излучения, 2 - кварцевый модулятор, 3 - призма Глана-Томпсона, 4 - фотоэлектронный умножитель, 5 - блок коммутации каналов, 6 - генератор раскачки модулятора, 7 - схема управления, 8 - пересчетные схемы первого и второго каналов

ной калибровке установки. Эталонные пучки, содержащие разные доли циркулярно-поляризованной компоненты, получают, пропуская через пластинку $\lambda/4$, оси которой ориентированы под углом 45° к направлению преимущественной компоненты, частично линейно-поляризованный свет с разной степенью поляризации, но с одинаковым азимутом преимущественной компоненты. Такие установки позволяют измерять очень малые отношения $I_{\text{цирк}}/I_{\text{лин}}$ (порядка $10^{-3} - 10^{-4}$).

На рис.38 представлена схема установки [53], измерение степени круговой поляризации в которой осуществляется с помощью кварцевого модулятора М в режиме счета фотонов. Пластинка плавленого кварца, в которой нисеокварцем возбуждаются механические колебания, модулирует по фазе проходящий через нее свет. Амплитуда раскачки напряжения соответствует изменению фазы на $\pi/2$ (циркулярно-поляризованный свет преобразуется при таком амплитудном изменении напряжения раскачки в линейно поляризованный). При этом плоскость поляризации повернута под углом 45° к направлению продольных колебаний кварца. Через каждый полупериод плоскость поляризации поворачивается на угол 90° , причем для циркулярной поляризации по левому и правому кругу фазы напряжения, при которых плоскости поляризации совпадают, отличаются на π . С помощью призма Глана-Томпсона фазовый модулятор

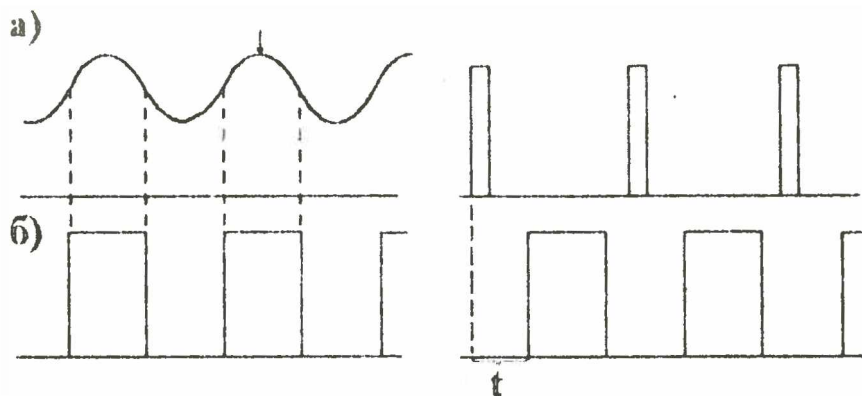


Рис. 40. Сигнал после прохождения фильтра 9 (а) и сигнал, сформированный схемой 14 (б)

Рис. 41. Сдвиг фаз между импульсами, вырабатываемыми генератором синхриимпульсов 6, и сигналом после прохождения формирующего устройства 14

При исследовании поляризационных характеристик ИЛ важным является вопрос о положении преимущественной плоскости Π (так как ИЛ получают линейнополяризованный свет). На рис.39 изображена схема модуляционной установки, позволяющей одновременно находить и степень поляризации, и преимущественное положение плоскости Π . Излучение ИЛ модулируется модулятором 2 с частотой f . Анализатор вращается с частотой ω ($\omega \ll f$), что приводит к дополнительной модуляции сигнала, с помощью которой и определяется плоскость преимущественной поляризации (рис.40а). Атенуатор 4 служит для защиты фотоприемника 5 от большой величины интенсивности излучения лазера (если это необходимо). Сигнал, усиленный предварительным усилителем, попадает через схему автоматической регулировки усиления (АРУ) 8 и фильтр 9, выделяющий частоту обгоняющей ω , на индикатор поляризации 10, на котором непосредственно через глубину модуляции определяется степень поляризации. Для определения положения плоскости преимущественной Π служит счетчик 16, считающий тактовые импульсы, поступающие в него от генератора 12 через электронный ключ 15. Определение положения

3. Меркулов И.А., Перель В.И. Влияние деформации на поляризационные свойства излучения и поглощения при туннельных переходах в полупроводниках типа GaAs // ФТП. - 1973. - Т.7, №8. - С.1512-1517.
4. Келдыш Л.В., Константинов О.В., Перель В.И. Эффекты поляризации при межзонном поглощении света в полупроводниках в сильном электрическом поле // ФТП. - 1969. - Т.3, №7. - С.1042-1053.
5. Yamahishi M., Suehime I. Comment on Polarization Dependent Momentum Matrix Elements in Quantum Well Lasers // Jap. J. Appl Phys. - 1984. - Vol 23, №1. - P.135-136.
6. Константинов О.В., Перель В.И., Царенков В.В. О причинах поляризации спонтанного излучения полупроводников типа GaAs в электрическом поле // ФТП. - 1969. - Т.3, №7. - С.1039-1041.
7. Шагалов М.Д., Дрижук А.Г. Поляризованная электролюминесценция в нитриде галлия // ЖЭТФ. - 1979. - Т.30, №1. - С.11-14.
8. Диагональное туннелирование и поляризация излучения в гетеропереходах $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ и p-n-переходах в GaAs / Ж.И. Алферов, Д.З. Гарбузов, Е.П. Морозов, Е.И. Нортной // ФТП. - 1969. - Т.3, №7. - С.1054-1057.
9. Ю.П. Боровавшили, А.В. Дундуа, Лордкишанидзе Д.Ш. Анизотропия электропоглощения поляризованного света в полупроводнике GaAs // ФТТ. - 1971. - Т.13, №11. - С.3172-3177.
10. Гарбузов Д.З., Кошнев И.С. Влияние одноосной деформации на поляризацию излучения при диагональном туннелировании в арсенидгаллиевых p-n-переходах // ФТП. - 1973. - Т.7, №7. - С.1437-1440.
11. Поляризационные характеристики квантоворомерных лазерных гетероструктур / Д.В. Карасев, В.К. Кононенко, И.С. Мазак, Д.Л. Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1992. - №3 4. - С.52-55.
12. Виталисов А.А., Кононенко В.К. Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. тр. - Вып.3 - Мн.: Белогосуниверситет, 1995. - С.34-43.

23. И.С. Манах, М.Е. Клокова Поляризация излучения инжекционных лазеров // Рукописный деп. в Бел. НИИПТИ 23.08.1983, №8085е - Д83, 18с.
24. И.С. Манах, М.Е. Клокова Поляризационные свойства излучения лазеров на двойной гетероструктуре // Импульсная фотометрия, вып.9, - Л.: Машиностроение, 1986. - С.90-92.
25. И.С. Манах, Ю.Л. Журавский Спектрально-поляризационные характеристики GaAlAs лазеров // 13 Всесоюз. науч.-техн. конф. "Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов". Тез. докл. конф. - Москва: 1987. - С.103.
26. Polarization properties of light emission of AlGaAs double heterostructure injection lasers / I.S. Manak, A.V. Barkova, Yu.L. Zhuravskii, M.E. Klokova // International Conference Polarimetry and ellipsometry. Program and abstracts. - Warsaw: 1996. - P.67-68.
27. Журавский Ю.Л., Манах И.С. Спектрально-поляризационные характеристики инжекционных лазеров на двухсторонней гетероструктуре // Лазерная и оптико-электронная техника. Междуу. сб. науч. тр. Вып.3. - Мп.: Белгосуниверситет, 1995. - С.126-138.
28. Yu D.M., Liu J.M. Polarization dependent gain, gain nonlinearities, and emission characteristics of internally strained InGaAsP/InP semiconductor lasers // J. Appl. Phys. - 1991. - Vol.69, №11. - P.7444-7459.
29. Ultrafast Polarization Switching in Ridge-Wave Guide Laser Diodes / A. Klehr, A. Barwolfe, R. Muller et al. // Electron. Lett. - 1991. - Vol.27, №18. - P.1660-1682.
30. О поляризации излучения в инжекционных гетеролазерах / Ж.И. Алферов, Д.З. Гарбузов, С.А. Гуревич, А.Г. Забродский // ФТП. -1973. - Т.7, №8. - С.1638-1641.
31. Polarization dependent gain in GaAs/AlGaAs multi quantum-well lasers: Theory and experiment / M. Yamada, S. Ogita, M. Yamagishi et al. // J. Appl. Phys. Lett. - 1984. - Vol.45, №4. - P.324-325.
32. Dutta N.K., Craft D.C., Napholtz S.G. Gain measurements in InGaAsP multiquantum well lasers // J. Appl. Phys. Lett. - 1985. - Vol.46, №2. - P.123-125.

43. Amanji M., Stiglmüller B. Polarization competition in quasi-index guided laser diodes // *J. Appl Phys.* - 1988. - Vol.63, N°6. - P.1824-1830.
44. Излучательные характеристики ЦКГ на симметричной гетероструктуре с полосковой геометрией в импульсном и непрерывном режимах при 300 К / А.П. Богатов, Л.М. Долгивов, П.Г. Елисеев и др. // *ФТП.* - 1972. - Т.6, N°7. - С.43-48.
45. Polarization control for surface emitting lasers / M. Shimizu, T. Mukaichara, F. Koyama, K. Iga // *Electron. Lett.* - 1991. - Vol.27, N°12. - P.1067-1069.
46. Пространственное распределение излучения гетеролазера / В.М. Андреев, В.И. Бородулин, В.П. Коняев и др. // *ФТП.* - 1972. - Т.6, N°9. - С.1739-1748.
47. Nishizawa J., Fucuda H., Morishita M. The Control of Polarization of Laser Diodes // *IEEE J. Quant. Electron.* - 1977. - Vol.13, N°8. - P.604-609.
48. Loh W.H., Schremer A.G., Tang C.L. Polarization Self-Modulation at Multigigahertz Frequencies in an External-Cavity Semiconductor Laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* - 1990. - Vol.2, N°7. - P.467-469.
49. Agrawal G.P., Dutta N.K. Polarization characteristics of distributed-semiconductor lasers // *J. Appl. Phys. Lett.* - 1985. - Vol.46, N°3. - P.213-215.
50. Effect of stress relaxation on polarization of InGaAsP buried heterostructure lasers by a repetitive temperature change / M. Yano, Y. Kanno, H. Ishikawa, H. Imai // *J. Appl. Phys.* - 1987. - Vol.61, N°5. - P.1725-1727.
51. Temperature Dependence of Polarization Characteristics in Buried Facet Semiconductor Laser Amplifiers / M. Lin, A.B. Piccirilli, Y. Twu, N.K. Dutta // *IEEE J. Quant. Electron.* - 1990. - Vol.26, N°10. - P.1772-1778.
52. Мехтиев П.М., Рудь Ю.В., Салаев Э.Ю. Фотоэлектрические анализаторы поляризованного излучения (ФАПИ) на слоистых полупроводниках // *ФТП.* - 1978. - Т.12, N°8. - С.1560-1570.
53. Поляризация люминесценции и расщепление акцепторных уровней при деформации в кубических кристаллах / В.Л. Векуа, Р.И. Джигоев, Б.И. Захарченя и др. // *ФТГ.* - 1975. - Т.17, N°4. - С.1096-1103.

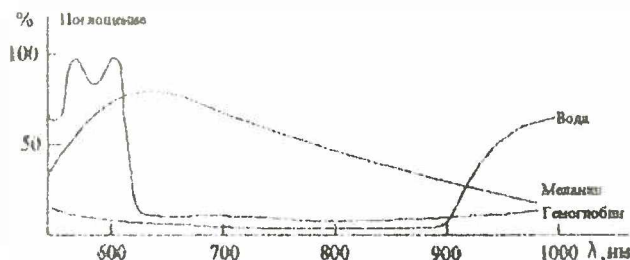


Рис. 1. Поглощение света равноволновых длин волны в тканях

нии. При плотностях мощности, больших единиц ватт на квадратный сантиметр, происходит сильный разогрев и разрушение биотканей, изменение фазового состояния и другие необратимые процессы. В случае малых интенсивностей облучения, сравнимых с фоновой освещенностью в естественных условиях, при взаимодействиях меняются пространственные и спектральные характеристики ЛИ, происходят только обратимые реакции на молекулярном уровне. Существует область НИЛИ, где отсутствуют видимые повреждения или фазовые изменения в биотканях или клеточных структурах, интегральные и локальные изменения температуры находятся в пределах их естественных колебаний, все происходящие процессы обратимы. Область плотности мощностей $10^{-4} \dots 1 \text{ Вт/см}^2$ и до $10^{-2} \dots 100 \text{ Дж/см}^2$, при которых выполняются указанные выше условия, и есть область терапевтического применения лазеров.

Биологическое действие лазерного излучения представляет собой комплекс структурных, функциональных и биохимических изменений, возникающих в организме вследствие облучения. Результаты воздействия зависят как от физиологических свойств отдельных тканей - отражающей и поглощающей способностей, теплопроводности, теплоемкости, скрытой удельной теплоты парообразования и механических свойств, так и от характеристик излучения: плотности мощности, плотности энергии в импульсе, длины волны ЛИ, степени когерентности и поляризации. Как отдельные вещества, составляющие организм (гормоны, ферменты, пигменты и т.п.), так и ткани в целом имеют свои, только им присущие характеристики поглощения. Поэтому воздействие ЛИ на внутриклеточные структуры, различные органы и системы строго избирательно, что отличает его от действия проникающей радиации ядерного распада.

Для количественных оценок взаимодействия ЛИ с биотканью ис

личием спектральных резонансов. Эти эффекты обычно проявляются при высокой интенсивности ($10^{-4} \dots 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$) и малой интегральной дозе облучения ($10^{-3} \dots 1 \text{ Дж/см}^2$). Именно такие параметры могут обеспечить ПЛ, работающие при комнатной температуре (длина волны 0,65... 2,6 мкм), а также источники на лазерных диодах с удвоением частоты (0,425... 0,65 мкм) [5]. Фотохимическое воздействие на живые клетки может быть гораздо сложнее, чем фотохимические реакции в неживой природе. Энергия фотона может идти на возбуждение "фотоакцептора" (молекулы-хромофора, пигмента, красителя). Последний, в свою очередь, вызывает цепочку биологических процессов, результаты которых кажутся неожиданно большими с точки зрения первично вложенной энергии. Иногда может идти фотокатализ биохимических реакций, когда в ходе вторичных реакций воспроизводятся фотоакцепторы с последующим усилением фотответа.

Некоторые фоточувствительные реакции включают возбуждение молекулярного кислорода, растворенного в водной среде ("фотодинамические" реакции). Фотоакцептор передает энергию молекуле кислорода $^3\text{O}_2$ и переводит ее в синглетное состояние $^1\text{O}_2$, в котором молекула проявляет гораздо большую химическую активность и вступает в реакцию с другими биомолекулами [10]. Реагентами могут быть молекулы, ионы или радикалы, взаимодействующие с биомолекулами.

Высказывалось предположение, что биоэффект необязательно локализован внутри клеток, а осуществляется во взаимодействии на границе раствор - клеточная мембрана в присутствии растворенного кислорода. Релаксация фотовозбужденных молекул $^1\text{O}_2$ выполняет здесь роль "пускового механизма", инициирующего кооперативные процессы перестройки метастабильной структуры раствора с участием водородных связей [11,12].

В видимом и ближнем ИК-диапазонах вклад хромофоров (т.е. биомолекул, которые способны активно участвовать в фотохимических процессах или активно передавать энергию своего электронного возбуждения другим молекулам - непосредственным участникам цепи фотоиндуцированных химических реакций) в общее поглощение клетки невелик и, следовательно, роль фотохимических процессов в механизмах биологического действия НИЛИ не может быть исключительной. Основное поглощение клетками определяется водой, меланином и гемоглобином, т.е. компонентами, которые непосредственно не участвуют в фотохимических процессах. Поглощенная этими молекулами энергия может частично передаваться на активные центры фотохимических реакций, ...



Рис. 2. Фазы реагирования организма на лазерное воздействие: ИС - исходное состояние; I - фаза адаптации; II - фаза снижения физиологических реакций; III - фаза угнетения физиологических реакций

Таблица 1

Параметры импульсной ИК лазеротерапии

Терапевтический эффект	Мощность в импульсе, Вт	Энергетическая плотность, мВт/см ²	Время воздействия, мин	Доза, Дж/см ²
Стимуляция точек акупунктуры	2...5	0,05...0,5	10...20 с	0,001...0,01
Стимуляция:				
- внутриклеточной регенерации	3...6	0,5...1,0	0,6...5,0	0,01...0,1
- иммунного ответа	3...6	0,5...2,5	0,5...5,0	0,01...0,1
- репаративных процессов	4...8	1,0...5,0	0,5...4,0	0,05...1,0
- тканевого метаболизма и в функции органов	4...8	1,0...10,0	0,5...5,0	0,1...1,0
- микроциркуляции	7...10	5,0...10,0	1,0...5,0	0,5...5,0
Противовоспалительное действие	4...8	0,5...1,0	1,0...5,0	0,5...5,0
Аналгетическое действие	5...10	1,0...10,0	2,0...5,0	0,5...5,0

2. Распространение лазерного луча в биотканях

Биологические ткани являются оптически неоднородными поглощающими средами с показателем преломления, большим, чем для воздуха, поэтому на границе раздела биообъект-воздух часть луча отражается (френелевское отражение), а остальная часть проникает в биоткань. За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок упирается и затухает при распространении в биотканях. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли луча в обратном направлении (обратное рассеяние). Поглощенный свет преобразуется в тепло, переизлучается в виде флуоресценции или фосфоресценции, а также тратится на фотохимические реакции.

Спектр поглощения определяется типом доминирующих поглощающих центров и содержанием воды в биотканях. Абсолютные значения коэффициентов поглощения для типичных биотканей лежат в пределах $10^{-2} \dots 10^4 \text{ см}^{-1}$. В УФ- и ИК ($\lambda \geq 2 \text{ мкм}$) -областях спектра преобладает поглощение, поэтому свет неглубоко проникает в биоткань, всего на один или несколько клеточных слоев. Для коротковолновой видимой области глубина проникновения луча равна 0,5...2,5 мм. В этом случае имеет место как поглощение, так и рассеяние, а 15... 40% падающего луча отражается от поверхности. Рассеяние преобладает над поглощением и, следовательно, глубина проникновения света увеличивается до 8...10 мм в области длин волн 0,6...1,5 мкм. За счет обратного рассеяния существенно увеличивается также интенсивность отраженного биотканью луча (вплоть до 35...70% от падающего) [7].

Из-за многослойной и многокомпонентной структуры кожи взаимодействие света с ней оказывается весьма сложным [7,14-17]. Роговой слой отражает ~ 5...7% падающего луча. Колонимированный пучок света преобразуется в диффузный за счет микроскопических неоднородностей на границе воздух- роговой слой.

Большая часть отраженного кожей света образуется за счет обратного рассеяния различными слоями ткани (роговой слой, эпидермис, дерма и микрососудистая система). Поглощение рассеянного света пигментами кожи дает количественную информацию о концентрации билирубина, насыщении кислородом и содержании лекарственных препаратов в ткани и крови, что является основой ряда методов диагностики различных заболеваний.

Значительное проникновение видимого и ближнего ИК-света через кожу внутрь организма человека (в области длин волн так называемого терапевтического окна) является основой фототерапии [13]. При

S' фотона, движущегося в направлении S . Если рассеяние симметрично относительно направления падающей волны, то фазовая функция зависит только от угла θ между направлениями S и S' , т.е.

$$p(S, S') = p(\theta) \int_0^\pi (\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = 1.$$

Это соответствует предположению о случайном распределении рассеивателей в среде, что означает отсутствие в структуре биотканя пространственной корреляции.

Во многих практических случаях фазовая функция хорошо аппроксимируется с помощью эмпирической функции Хенн-Гринштейна, описывающей направленное вперед рассеяние M_H :

$$p(\theta) = \frac{1(1-g^2)}{(1+g^2-2g \cos \theta)^{3/2}}, \quad (3)$$

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_0^\pi p(\theta) \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta d\theta, \quad (4)$$

где θ - угол рассеяния, g - средний косинус угла рассеяния (параметр анизотропии). Значение g меняется от -1 до 1: $g = 0$ соответствует случаю анизотропного рассеяния, $g = 1$ - полному рассеянию вперед, $g = -1$ - полному рассеянию назад.

Для сильно рассеивающей среды диффузный компонент светового потока изотропный и может быть представлен в виде суммы сферических гармоник, два первых члена которой являются основой диффузионной теории [21,22]. Решение уравнения ТПИ (2) в диффузном приближении содержит диффузионную длину пробега фотона $l_d = \mu_s^{-1} = (3\mu_a \delta)^{-0.5}$ и транспортную длину $l_t = \delta^{-1} = (\mu_a + \mu'_s)^{-1}$, где $\mu'_s = (1-g)\mu_s$ - редуцированный коэффициент рассеяния. Транспортная длина существенно больше, чем длина свободного пробега фотона $l_{ph} = (\mu_a + \mu_s)^{-1}$. Типичное значение g для биотканей составляет 0,6...0,9, поэтому диффузионное приближение дает разумные результаты для оптических плотностей тканей в пределах $\tau = 1...20$ ($\tau = \int \mu_t dl$).

В условиях многократного рассеяния используются также другие методы анализа распространения света, например, метод дискретных ординат или многопоточковая теория. Двухпоточковая модель Кубель-Мулика, 3-, 4- и 7-поточковые модели являются специальными случаями многопоточковой теории [15,20,21,23,24]. Применительно к взаимодействию лазерного излучения с биотканью 3-поточковая модель включает

Оптические параметры и толщины различных слоев кожи и лежащих под ними тканей на $\lambda = 633 \text{ нм}$ [7]

Слой	$\mu_{0i}, \text{см}^{-1}$	$\mu_{0i}, \text{см}^{-1}$	g_i	n	$d_i, \text{мкм}$
Эпидермис	25	480	0,79	1,50	65
Верхняя дерма	2,7	187	0,82	1,40	565
Система кровеносных сосудов	25	400	0,98	1,35	90
Нижняя дерма	2,7	187	0,82	1,40	565
Подкожный жир	0,2	20	0,80	1,45	320
Стенка вены	6	414	0,91	1,37	610
Кровь	25	400	0,98	1,35	6380

2-, 5- и 7-слойных моделей кожи. Экспериментальные и расчетные оптические характеристики для некоторых нормальных и патологических тканей представлены в табл. 2 и 3 [7].

Постоянно развиваются общие концепции и модели взаимодействия ЛИ с биовеществом. Один из возможных механизмов использует солитонную теорию и фрактальную оптику [41-43]. Под фрактальностью биотканей понимают, что они имеют геометрическую структуру, которая может иметь фрактальную (дробную) размерность, а не быть только двух- или трехмерной [41]. Когерентное излучение, попадая в биовещество, изменяет свое пространственное распределение интенсивности за счет оптической анизотропии живой ткани. При этом возникают явно выделенные в пространстве области - каустики, спелл-пятна с высокой плотностью мощности ЛИ. Причем степень фокусировки излучения - величина максимальной плотности мощности - возрастает с ростом степени когерентности излучения. Высокая плотность мощности излучения в этих областях обеспечивает возможность возникновения набора компонент излучения с комбинационными частотами за счет нелинейных эффектов, присущих живому веществу с квазжидкокристаллической структурой. По меньшей мере одна из комбинационных частот, если их возникает достаточно много, окажется соответствующей какому-либо колебательному состоянию биологической макромолекулы, что может обеспечить инициативу биологических процессов [42].

Предлагаются новые подходы к проблеме распространения ЛИ в биотканях, когда коэффициент поглощения считается одинаковым во всем

Биоткань	λ , нм	μ_{00} , см ⁻¹	μ_{01} , см ⁻¹	μ'_{01} , см ⁻¹	ρ	l_{ph} , мкм	l_s , мкм	l_v , мкм
Зубной десны	633	3	1200	672	0,44	8	15	91
Зубная эмаль	633	0,97	1,1	-	-	-	-	-
Ткани мозга								
белое	630	0,2	-	32	-	-	311	2275
вещество	800	0,2	-	40	-	-	249	2036
серое	630	4,3	-	52	-	-	178	351
вещество	800	1,0	-	45	-	-	217	851
глиома	630	3,0	-	3	-	-	1667	1361
меланома	630	20	-	75	-	-	105	132
	800	8,0	-	40	-	-	208	295

объеме, а отклик среды на воздействие коротких импульсов, аппроксимированной дельта-функцией, описывается функцией, затухающей во времени по экспоненциальному закону [43].

3. Оптика биоткани: характеристики и дозиметрия

Можно существенно (до 40 раз) увеличить пропускание мягких кровеносных тканей за счет их сдавливания. Прокалывание и растягивание биоткани дает аналогичные эффекты. "Просветление" живой ткани связано с воорастанием коллагеновых волокон мышечной ткани, ее оптической однородности в результате уплотнения рассеивающих центров, например, удаления крови из сдавливаемой области, что ведет к росту показателя преломления базового вещества, который становится сравнимым с показателем преломления коллагеновых волокон. Конечно, определенную роль играет и изменение характера поглощения за счет ухода гемоглобина крови из области сдавливания. Другой метод существенного уменьшения рассеяния - согласование показателей преломления рассеивающих центров и базового вещества за счет введения соответствующих лекарственных препаратов. Аналогичное согласование

Некоторые методы управления оптическими характеристиками биотканей [14,18,19,33,34-37]

Метод	Техника	Биоткань	Основной результат
1	2	3	4
Добавление поглотителей (окрашивание, сенсбилизация, облучение и т.д.)	Окрашивание, введение препаратов и использование солнцезащитных кремов	Все виды	Повышение селективности и чувствительности к фотохимическим и фотодеструктивным реакциям, уменьшение пропускания, изменение отражения
	УФ-облучение (эритема, меланогепо, радиационное окрашивание)	Кожа, хрусталик глаза	
Добавление рассеивателей	Использование солнцезащитных кремов	Кожа	Уменьшение пропускания
	Уменьшение температуры (9 - 12°C)	Хрусталик глаза	Уменьшение пропускания (холодная катаракта)
Удаление поглотителей и рассеивателей	Добавление воды и молочной кислоты (в течение 0,5-4ч.) Сдавливание и растяжение)	Кожа Кровеносные мягкие ткани	Увеличение пропускания, изменение отражения

с излучением, поступающим непосредственно от источника света, действует и поток излучения, который формируется за счет отражения от внешней границы объекта или рассеяния на его внутренних неоднородностях. В результате истинная, т.е. локальная величина плотности мощности излучения, которая на самом деле и определяет процессы взаимодействия излучения со средой (в нашем случае биологическим объектом), будет существенно отличаться от плотности мощности излучения на его поверхности, в том числе она может оказаться и выше последней.

Величина коэффициента ослабления k_0 складывается из коэффициента поглощения среды $k_{\text{полг}}$ и коэффициента рассеяния среды $k_{\text{рас}}$:

$$k_0 = k_{\text{полг}} + k_{\text{рас}}. \quad (8)$$

Коэффициенты поглощения и рассеяния показывают, во сколько раз уменьшится величина плотности мощности излучения при прохождении в среде расстояния, равного 1 см, за счет поглощения или рассеяния и измеряются в "обратных сантиметрах" $1/\text{см}(\text{см}^{-1})$. Доза облучения D - это полная величина световой энергии, которая падает на поверхность объекта за время его облучения, т.е. за время экспозиции $T_{\text{векп}}$, и ее можно вычислить, если известны значения мощности излучения для непрерывного и средней мощности для импульсно-периодического с частотой повторения $f_{\text{повт}}$:

$$D = P \cdot T_{\text{векп}} \quad (9)$$

- непрерывный режим;

$$D = P_{\text{ср}} T_{\text{векп}} = E_{\text{имп}} f_{\text{повт}} T_{\text{векп}} = P_{\text{имп}} \frac{t_{\text{имп}}}{T} T_{\text{векп}} \quad (10)$$

- импульсно-периодический режим;

$$D = P_{\text{ср}} \cdot T_{\text{векп}} / Q \quad (11)$$

- режим модуляции;

Т.к. существенная часть излучения, падающего на объект, отражается от его поверхности, следует различать дозу облучения D и поглощенную дозу $D_{\text{полг}}$, которая определяет величину энергии, поглощенную именно в среде:

$$D_{\text{полг}} = D \cdot (1 - k_{\text{отр}}), \quad (12)$$

где $k_{\text{отр}}$ - коэффициент отражения поверхности среды. Доза облучения представляет энергию облучения и измеряется в тех же единицах, т.е. джоулях (Дж).

1) на субклеточном уровне возникают возбужденные состояния молекул, их стереохимическая перестройка, увеличивается скорость синтеза РНК и ДНК, белка, коллагена, изменяется кислородный баланс и активность окислительно-восстановительных процессов;

2) на клеточном - изменяются заряд электрического поля и мембранный потенциал клетки, стимулируются функции ядерного аппарата, повышается митотическая активность клетки и пролиферативная активность, изменяются процессы репаративной генерации;

3) на тканевом - изменяется *pH* межклеточной жидкости (в щелочную сторону), морфофункциональная активность, микроциркуляция, увеличивается поглощение тканями кислорода;

4) на органном - нормализуются функции органов;

5) системном и организменном - возникают ответные комплексные адаптационные нервно-рефлекторные и нервно-гуморальные реакции с активацией симпатико-адреналовой и иммунной систем.

Исследование биосинтеза белка в живых организмах, энергетического метаболизма, перераспределения кальция и функциональной активности одиночной клетки показали, что такие реакции и уровень биосинтеза зависят от фазы колебаний энергетического состояния клетки [47-50]. Синхронизируя лазерное воздействие с ритмами мышечного тонуса, пульса, дыхания с учетом скорости кровотока, можно увеличить скорость и стабильность лечебного эффекта по сравнению с традиционными методами терапии. Лазерное воздействие на организм носит, по мнению ряда авторов, энерго-информационный характер [50]. Частота следования импульсов оказывает влияние на биофизические и биохимические процессы. Частоты от долей герца до 160 Гц влияют на ритмы электрических процессов в головном мозге, синтез катехоламинов, интенсивность перекисного окисления липидов [51]. Если частота излучения выше 150 Гц, то происходит стимулирование или угнетение синтеза ферментов и изменяется их активность [51]. Импульсное воздействие с частотой около 80 Гц вызывает общие реакции всех систем организма [52]. Воздействии ЛИ на структуры мозга носит резонансный характер, и энергетическая составляющая лазерного воздействия может быть очень малой [53]. Эксперименты показали, что облучение крови в открытой системе импульсным ИК лазерным излучением на длине волны 0,89 мкм с частотой следования импульсов 150 Гц в течение 20 мин. значительно улучшает кислородпереносную функцию свежеобработанной гепаринизированной крови и не оказывает такого влияния на длительно хранящуюся консервированную кровь [51]. Таким образом, факторы, связанные с биоритмами орга-



Рис. 4. Блок-схема прибора лазерной терапии

чения. В последнее время предлагаются модели модульной конструкции, которые позволяют использовать очень широкий набор полупроводниковых волнучателей и комплектовать прибор, исходя из требований каждого конкретного потребителя.

Применение лазерной терапии немыслимо без специального "лазерного инструмента", с помощью которого осуществляются процедуры лазерной терапии. В первых He-Ne лазерах использовались жесткие зеркально-шарнирные манипуляторы, с помощью которых лучение направлялось на облучаемую поверхность. Дальнейшее развитие лазерной терапии потребовало создания специальных оконечных устройств, с помощью которых можно обеспечить различные методики применения лазеров, в том числе производить полосное и инвазивное облучение. К настоящему времени имеется множество разнообразных насадок, которые удовлетворяют большинству, если не всем, возможным требованиям. В некоторых типах приборов эти насадки крепятся непосредственно к выносным излучающим головкам ПЛ, в других используются гибкие оптоволоконные световоды. Последние, в принципе, предоставляют пользователю значительно большие возможности и могут быть совершенно одинаковыми для любого типа используемого лазера.

В лазерной терапии в основном применяются волоконно-оптические световоды типа "кварц-полимер", со светопроводящей кварцевой жилой, на которую нанесен очень толстый отражающий слой кремнийорганического полимера и защитная полимерная оболочка, придаю

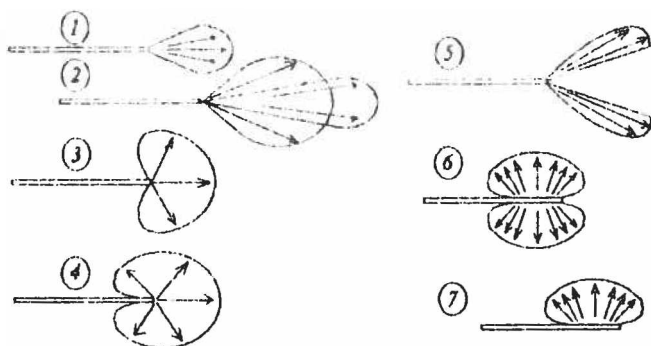


Рис. 6. Основные типы диаграмм направленности лазерного инструмента

и оснастки.

Для обеспечения практически всех задач лазерной терапии требуется довольно ограниченный набор типов диаграмм направленности излучения, которые должен обеспечить лазерный инструментарий (рис.5).

Излучение, выходящее из волокна, расходится под углом $20 - 30^\circ$ (1). Обработкой торца и боковой поверхности волокна излучение можно сфокусировать или дефокусировать (2), сделать полусферическим (3) или даже почти сферическим (4), распространяющимся в виде кольца (5), во все боковые стороны (6) или только в одну сторону (7). Многие из подобных диаграмм реализуются посредством специальных оптических насадок или насадок в сочетании с волокном.

Для подведения ЛИ чаще всего используются гибкие кварцевые моноволоконные световоды. Для поверхностного облучения применяется световод с торцевой микролинзой или шлифованным торцом. При внутриполостных облучениях используются световоды с цилиндрическими и сферическими диффузорами.

Облучение может производиться дистанционно, когда инструмент не имеет контакта с телом пациента. В этом случае с помощью линзовых устройств легко обеспечить любую конфигурацию пятна облучения, нет необходимости в санитарной обработке инструмента. При контактном облучении инструмент находится в контакте с поверхностью облучаемого объекта, а в зависимости от метода применения лазерной терапии могут использоваться точечные насадки для акупунктуры, зеркальные насадки, уменьшающие отражение от поверхности, защитные и другие типы насадок.

Установки для полупроводниковой лазерной терапии

Название установки	Длина волны излучения, мкм	Режимы работы	Частота импульсов излучения, Гц	Длительность импульсов, мс	Средняя мощность излучения, мВт	Мощность в импульсе, Вт	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8
Узор 2К	0,89	импульсный	80-3000			4	
Мустанг	0,65	непрерывный			до 20		
	0,85	непрерывный			20		
	0,89	импульсный	80-3000		-	20	
	1,3	непрерывный			1,5		
МАКДЭЛ	0,89	импульсный	до 10000	120	18	15	
АЛЬФА	0,635	непрерывный			4		
	0,650	"			12		
	0,670	"			10		
	0,685	"			30		
	0,750	"			8		
	0,780	"			30		
	0,810	"			40		
	0,830	"			35		
	0,850	"			35		
ЛУЧ-2	0,63	непрерывный			22		
	0,85	модуляция	0,1-200		35		
МЕДИУМ	0,89	импульсный	10...7000	70...110	-	5	
КАПТУН-2	0,84-0,92	импульсный	250	500	20	100	
ТРАХЕЯ-1	0,80-0,87	импульсный	1000	5	50		
ТРАХЕЯ-3	0,82-0,87	непрерывный	1000000	100-200	40		
		импульсный					

дов лечения с применением лазеров аппаратура должна быть простой в управлении, универсальной и доступной по цене любому лечебному учреждению. Уже сейчас лазеротерапию применяют не только в клиниках, поликлиниках и диспансерах, но и в санаториях, в бассейнах, спортивных оздоровительных комплексах, косметических кабинетах. Выпускаются унифицированные малогабаритные переносные аппараты, которые позволяют при необходимости обрабатывать как большие пораженные поверхности, так и воздействовать на биологически активные точки. Так фирмой "Техника" создан комплекс аппаратов: "Мустанг 016", "Мустанг 017", "Мустанг 019", "Мустанг 0214", "Мустанг БИО", "Малыш" и "Мотылек". Это семейство использует единые электронные блоки, корпуса и посадочные места для насадок. Аппараты семейства "Мустанг" имеют лазерные излучающие головки трех типов. Первый тип основан на применении ПЛ с расходящимся пучком и навинчивающейся насадкой. Во втором типе используются лазеры с волоконно-оптическим световодом. Третий тип головки - матричного типа. Автономные карманные аппараты "Мотылек" и "Малыш" существенно дополняют возможности приборов семейства "Мустанг". Причем прибор "Мотылек" позволяет использовать более 40 типов насадок. Это делает его особенно удобным, например, при лазерной акупунктуре.

Аппараты фирмы "Техника" продаются в 40 стран. При этом важно выходить на зарубежный рынок со своими стандартами на аппараты, методики и насадки. Известные специалисты по лазерной терапии д-р мед. наук В.И. Коолов и канд. мед. наук В.А. Буйлин выпустили целый ряд методических указаний по применению аппаратов семейства "Мустанг" для лечения широкого круга заболеваний.

В современных аппаратах лазерной терапии (например, "Мустанг БИО") используются сигналы с датчиков пульса и дыхания. Эти сигналы регулируют амплитуду физиотерапевтического воздействия. По сравнению с обычно используемыми в лазерной терапии дозами при данном методе воздействие уменьшается по амплитуде соответственно в фазе выдоха и диастолы и достигает рекомендуемого уровня только в моменты вдоха и систолы. Глубина модуляции и подержки регулируется. Кроме давных ритмов, учитывается также 5-минутный ритм перераспределения кровотока и мышечного тонуса, для чего в аппарате есть таймер, который автоматически выключает лазерное воздействие на определенное время [13].

Разрабатываются модели наиболее современных модульных конструкций с комплектацией для разных потребителей. Обрабатывают

клиники [5] показали, что эффективность ОАП не уступает иглотерапии, а по времени превосходит ее. Группе пациентов из 30 человек проводилось обычное обезболивание инъекцией морфия (0,01г). Время обезболивания составило в среднем 7 час., а при лазерной акупунктуре 8,5 час. Эти эксперименты подтвердили пригодность ОАП для рефлексотерапии биологически активных точек (БАТ) с глубиной обезболивания до 10см ($\lambda = 0,83\text{мкм}$). В Национальном институте традиционной медицины Вьетнама получены положительные результаты по лечению 26 заболеваний. Иногда ОАП применяется как параллельный или дополнительный метод, например, наряду с медикаментозным методом при лечении нарушений вестибулярного аппарата, дисфункций малого мозга; наряду со светотерапией при лечении большого пальца рук и т.д.[5]. Наиболее эффективно ОАП используется для снятия болевых синдромов при целом ряде заболеваний, в том числе при ревматизме, остеохондрозе, невралгиях, гипертонии, мигренях и т.п. Однако положительные результаты снятия симптомов не всегда соответствуют излечению по основному заболеванию. Так, при старелой форме ревматизма трудно рассчитывать на излечение, и положительный эффект ОАП сводится к уменьшению болевых ощущений и частичному вытеснению медикаментов, обладающих вредным побочным действием [5].

Показано, что лазеропунктура БАТ, имеющих отношение к каналу сердца, может вызвать направленные сдвиги со стороны функционирования сердечно-сосудистой системы. Лазеропунктура с НИЛИ регулирует ряд показателей внешнего дыхания у больных с заболеваниями респираторной системы [61].

Никоинтенсивная лазерная терапия (НЛТ) с $\lambda = 830...890\text{ нм}$ применяется в лечении многих заболеваний. Это и заживление ран и трофических язв, ожогов, стоматита и пародонтоза, остеохондроза, артритов, а также повреждений периферических нервов [62-66].

В обширной литературе по лазерному стимулированию заживления ран (язв, ожогов) приводятся свидетельства непосредственного воздействия облучения на биосинтез сложных молекул, образующих внеклеточную матрицу соединительной ткани, в частности, молекул коллагена кожи [64,65]. Применение НИЛИ стимулировало процесс срастания при переломах кости [67].

В отделении острых термических поражений Московского НИИ скорой помощи им. Н.В.Склифосовского с 1980 по 1993 г. проводилось изучение эффективности применения НИЛИ и магнитолазерной терапии (МЛТ) для лечения обожженных. Использовались отечественные аппа-

назначению [70,71].

Описание результатов воздействия ЛИ на кровь можно найти практически в каждой работе. Однако в них не рассматривают кровь как полифункциональную систему, выполняющую роль интегрирующей среды, обеспечивающей ответ организма в целом, а клетки крови - во взаимосвязи друг с другом в зависимости от микроокружения. Кроме того, не учитывается, что клетка - сложная динамическая структура, в которой возможны быстрые переходы из одного состояния в другое и связанные с этим изменения биофизических и биохимических процессов. Поэтому сообщения о тех или иных структурно-функциональных изменениях форменных элементов есть только констатация определенных этапов сложных превращений, происходящих в крови при лазерном облучении. В ряде экспериментальных исследований было показано, что НИЛИ, вызывая повреждения эритроцитов человека, обусловило повышение их резистентности, активацию функции мембраны клеток с перестройкой электрических и сорбционных свойств ее поверхности [72,73]. На лазерное облучение реагируют и неокрашенные клетки крови [74,75]. Увеличивается функциональная активность лимфоцитов, причем Т-клетки онкологических больных стимулируются сильнее, чем у здоровых [74,76]. Обнаруживается изменение морфологического состава крови [77-80]. Предшествующее лазерное облучение оказывает защитное влияние на кровь животных, подвергающихся воздействию ионизирующей радиации [81] и отравлению бензолом [82]. При лечении больных с различными воспалительными, обменно-дистрофическими и связанными с иммунопатологией заболеваниями обнаружены увеличение количества эритроцитов, гемоглобина, снижение скорости оседания эритроцитов, ликвидация лимфоцитоза [83,84]. НИЛИ также активрует иммунокомпетентные клетки крови [84-89]. Под воздействием НИЛИ в организме происходят изменения показателей свертывающей и фибринолитической систем [90]. Лазерное воздействие может предупреждать тромбообразование [90].

Таким образом, реакция крови, развивающаяся при лазерном облучении патологического очага, является одной из важных составляющих клинического эффекта биостимуляционной НИЛТ. Разработан метод ВЛОК, который применяют при лечении ишемической болезни сердца и ее осложнений, септического эндокардита, атеросклеротических заболеваний сосудов нижних конечностей и онкологических заболеваний [90,91]. Предполагалось, что лечебный эффект ВЛОК связан с активацией ее важнейших функций организма: транспортной, защитной, регуляторной, свертывающей и противосвертывающей [92].

толуса [93]. Целесообразным считается проведение лазеротерапии раз в сутки, так как процесс нормализации реакций, вызванных внешним воздействием физического фактора, длится 2-4 часа. Ежедневные процедуры способствуют закреплению эффектов лазеротерапии. Не существует единого мнения относительно курса лечения. Число сеансов лазеротерапии колеблется от 1, 3, 5 до 20 и более, несмотря на возможность отрицательных эффектов передозировки лазерного воздействия.

При оценке положительных качеств лазерного облучения крови часто указывают на его активирующее действие на клетки крови. Однако возникает вопрос, является ли стимуляция нужной и необходимой для организма? Как показали исследования, передозировка воздействием приводит к потере клеткой адекватной реакции на дополнительный стимул и, следовательно, к истощению резервных возможностей клеток, истощению клеточных компенсационных механизмов [94]. Возможно, это является причиной возникновения острых респираторных вирусных инфекций к концу лечения при длительных курсах. В реализации терапевтического эффекта НИЛИ определенную роль играет восприятие этого фактора ЦНС, как неспецифического слабого сигнала подпорогового уровня, влияющего на текущее функциональное состояние ЦНС вне зависимости от способа применения и тем самым определяющего эффективность лечения и возможные осложнения [95].

В свете современных гипотез применение НИЛИ (как физического раздражителя) становится с решением проблемы адаптации. В связи с этим возникает необходимость оценки влияния НЛТ на адаптивные процессы организма, развивающиеся как в динамике заболевания, так и в результате лечения. Это особенно важно при острых инфекционных заболеваниях, когда есть четкая фаза в развитии патологического процесса и существует опасность подавления естественных защитных реакций организма. Поэтому разработка новых методов лечения с использованием различной аппаратуры, режимов облучения в разные периоды острого инфекционного заболевания весьма актуальна. Как показали исследования, эффективность НЛТ при одном и том же способе лечения существенно зависит от исходного функционального состояния ЦНС и фазы заболевания [95]. Биотропность НИЛИ и подпороговый уровень его воздействия, не ощущаемый человеком, ставит его в ряд наиболее сложных и опасных физических факторов, поэтому недостаточно изучены механизмы его действия на отдельных уровнях организма. Необходимо выявить общие закономерности ответа организма на НЛТ. Можно согласиться с предположением, что НИЛИ - это тонкий инструмент упра-

регионах, ослабление иммунитета граждан Беларуси, живущих в после-чернобыльских условиях, требуют поиска новых лечебных и профилактических методов воздействия на организм человека. Лазеротерапия имеет широкий спектр показаний и возможность эффективного совместного применения с традиционными способами лечения. Неизбежность большинства процедур, безболезненность и комфортность для пациентов, легкость обучения персонала применению средств лазерной терапии является ее общепризнанным достоинством. Проблемы НЛТ не исчерпываются вопросами, затронутыми в данном обзоре, и будут рассмотрены в дальнейших публикациях.

Литература

1. Гамалея Н.Ф., Шишко Е.Д., Яшин Ю.В. Механизм лазерной биостимуляции - факты и гипотезы // Иов.АН СССР. Сер. биологическая.- 1986.- №.- С.1029-1034.
2. Терапевтическая эффективность низкоинтенсивного лазерного излучения / А.С.Крюк, В.А.Мостовников, И.В.Хохлов, И.С.Сердюченко - Мн.:Наука и техника.-1986.- 231с.
3. Инюшин В.М., Чекуров П.Р. Биостимуляция лучом лазера и биоплазма.- Алма-Ата.- 1975.- 119с.
4. Воронина О.Ю, Кашлан М.А., Степанов В.А. Воздействие низкоинтенсивного лазерного излучения на биоткань // Письма в ЖТФ. 1990.- Т.16, №6. - С.46-49.
5. Елисеев П.Г., Фам Ван Хой. Применение полупроводниковых лазеров в медицинской технике // Труды ФИ РАН. Сер.физическая.- 1992.- Т.216.- С.186-192.
6. Кару Т.Т. Photobiology of low power effects // Health Phys.-1989.- N5.- P.691-704.
7. Тучин В.В. Основы взаимодействия низкоинтенсивного лазерного излучения с биотканями: дозиметрический и диагностический аспект // Иов.РАН. Сер. физическая.- 1995.- Т.59,№6.-С.120-143.
8. Belkin M., Schwartz M. New biological phenomena associated with laser radiation // Health Phys.- 1989.- V.56, N5.- P.687-690.
9. Применение низкоинтенсивных лазеров и магнитолазерной терапии у больных с ожогами различной тяжести и локализации. Методические рекомендации. -М.: 1993.-29с.
10. Владимиров Ю.А., Потапенко А.Я. Физико-химический состав фотобиологических процессов. - М.:Высшая школа, 1989.-199с.
11. Синхронные изменения в пленках и внеклеточной среде, индуцированные низкоинтенсивным лазерным излучением / С.Д.Захаров,

Оптика и спектроскопия. - 1992. - Т.72. - С.934-939.

27. Jacques S.L. Tissue Optic - N.Y.: Acad.Press.- 1992.- 246p.

28. Ильясов И.К., Приходько К.Б. Метод Монте-Карло для расчета температурного распределения в рассеивающей биологической среде, нагреваемой лазерным импульсом // Письма в ЖТФ.- 1994.- Т.20., вып.4. - С.76-81.

29. Light Distributions in Artery Tissue. Monte-Carlo Simulations for Finite-Diameter Laser Beat / M.Keijzer, S.L.Jacques, S.A.Prahl, A.J.Welch // Lasers Surg. Med.- 1989.- N.9.- P.148-154.

30. Утд С.Р., Берт И., Клушке П. Флюоресцентная спектроскопия кожи. Вестник дерматологии и венерологии. - 1995.- N²¹.- С.8-12.

31. Jaques S.L. Laser in Dermatology. - Berlin: Heidelberg - Springer Verlag, 1991. - 123 p.

32. Утд С.Р., Тучин В.В. Перспективы использования лазеров УФ-А диапазона в дерматологии // Физическая медицина.- 1992.- N2.- С.52-53.

33. Приеожев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная макродиагностика оптических тканей глаза и форменных элементов крови // Изв. АН СССР. Сер.физ. - 1989.- Т.53.- N²⁸.- С.1490-1495.

34. Максимова И.Л., Шубочкин Л.П. Матрица рассеяния света на плотно упакованной бинарной системе твердых сфер // Оптика и спектроскопия.- 1991.- Т.70.- С.1276-1281.

35. Mueller-Stolzenburg N., Mueller G.J. Advances in Laser Medicine II. Safety and Laser Tissue Interaction Berlin: Laser-Medicine-Zentrum.- 1989.- 133p.

36. Аскаръян Г.А. Увеличение прохождения лазерного и другого излучения через мягкие мутные физические и биологические среды // Квантовая электроника.- 1982.- Т.9.- С.1379-1383.

37. Seyfried M. Radiation Measurement in Photobiology - N.Y.: Acad. Press, 1989.- 191p.

38. M.Keijzer, R.R.Richards-Kortum, S.L.Jacques // Fluorescence spectroscopy of turbid media: Autofluorescence of the human aorta / Appl. Opt.- 1989.- V.28.- P.4286-4292.

39. Optical properties of normal and carcinomatous bronchial tissue / Qu j., Mac-Anlay C., Lam S. et.all. // Allp.Opt. - 1994.- V.33.- N²³¹.- P.7397-7405.

40. Филиппов А.Т. Многоликий солитон. - М.:Наука, 1990.-288с.

41. Федер Е. Фракталы - М.:Мир, 1991.- 254с.

42. Малов А.Н., Костюк М.Г. Модельный анализ основных био-

55. Захаров С.Д. Лазерная техника в медицине // Laser Market.- 1993.- N12.- С.34-35.

56. Александров М.Т., Евстигнеев А.В. Применение аппарата "Убор" на полупроводниковых импульсных лазерах // Электронная промышленность.- 1988.- В.2.- С.43.

57. Цорогов В.А., Евстигнеев А.Р. Многофункциональный лазерный биотехнологический аппарат "Улей" // Электронная промышленность.- 1988.- В.2.- С.44.

58. Лукася Э.А., Кричевский В.И., Туромский Ю.А. Малогабаритный волоконно-оптический модуль на основе полупроводникового лазера // Электронная промышленность.- 1988.- В.2.- С.15.

59. Воробьева Е.Ф., Мирьямов В.Б., Мачерет Е.П. Многоканальный биостимулятор ближнего ИК-диапазона // Электронная промышленность.- 1986.- В.5.- С.30-31.

60. Евстигнеев А.Р. Лазерные фотометры для экспериментальной клинической медицины // Электронная промышленность.- 1987.- В.1.- С.46-47.

61. Пагава К.И. Морфофункциональные сдвиги при воздействии на организм монохроматическим красным светом.- Тбилиси: 1988. - 104 с.

64. Герасимова Л.М. Лазерное излучение в лечении больных с ожогами // Laser-Market.- 1994.- N²11-12.- С.36-39.

65. Влияние низкоинтенсивного лазерного излучения на метаболические и репаративные процессы в организме / Б.С.Брискин, А.К.Полонский, И.М.Алиев и др. // Клиническая медицина.- 1996.- N1.- С.54-55.

66. Фототерапия больных язвенной болезнью с помощью полупроводникового лазера / И.П.Захаров, В.А.Буйляя, В.И.Елисеенко, В.П.Песко // Врачебное дело.- 1991.- N3. - С.77-79.

67. Белый К.П., Старцев С.В. Применение низкоинтенсивной лазерной терапии в сочетании с аппликаторным массажем и баровакуумным воздействием в некоторых областях клинической и спортивной медицины // Laser-Market.- 1994.- N11-12.- С.54-58.

68. Холодов Ю.А. Реакция нервной системы на низкоинтенсивное лазерное облучение // Материалы III междунар.конф. "Актуальные вопросы лазерной медицины и операционной эндоскопии".- М.-Видное: 1994.- С.483-484.

69. Сяч Н.И. Некоторые проблемы клинико-экспериментальных исследований действия лазерного излучения на кровь // Laser-Market.-

1988.- №4.- С.88-89.

81. Роль предварительного лазерного облучения в реакции кроветворных и општециальных тквей на действие ионизирующей радиации / Н.И.Булякова, И.В.Лапрув, О.П.Домарева и др. // Сравнительные аспекты иолучения регенерации и клеточной пролиферации - М.: 1985.- С.27-29.

82. Саркисян А.П., Теодорович В.П. Влияние лазерного облучения на течение восстановительных процессов в кроветворной системе кроликов при отравлении бензолом // Гигиена труда и проф. заболевания.- 1980.- №3. - С.9-13.

83. Гутикова Л.В., Баженова Г.Е., Буйлин В.А. Реакция форменных элементов крови в процессе курса низкоинтенсивной лазерной терапии заболеваний опорно-двигательного аппарата // Материалы семинара "Лазеры в народном хозяйстве" - М.: 1991.- С.75-76.

84. Сагалович Е.Е. Влияние низкоинтенсивного лазерного иолучения на содержание и функциональную активность молекул системы комплемента и иммуноглобулинов в эксперименте . Дис.канд. биол.наук.- Мн.: 1994.- 352 с.

85. Влияние иолучения полупроводниковых лазеров на систему иммунитета в эксперименте "Охрана материнства и детства в условиях воздействия последствий катастрофы на Чернобыльской АЭС / Е.Е.Сагалович, В.К.Зубович, А.М.Петрова, С.И.Чубаров // Мн.:Ния охраны материнства и детства МЭБ.- 1993.- С.166-173.

86. Effect of different wavelengths laser production processes in experiment "Laser application in Life Sciences / E.E.Sagalovich, A.M.Petrova, V.K.Zubovich et.all // Abst.Y. International conference.- Mн.: 1994.- P. 150.

87. Иммуностимулирующее действие эритроцитов после магнитолазерного облучения/ И.И.Горайнов, Л.А.Князева, Л.И.Князов и др. // Вестн. новых мед. технол. - 1996.- Т.3, №1.- С.34-36.

88. Шутова Т.В., Пшетаковский И.Л. Влияние лазерного иолучения на иммунологические показатели больных артросами // Врачебное дело.- 1980.- №6. - С.76-79.

89. Мешалкин Е.Н., Сергиевский В.С., Дорожков В.Г. Характеристика показателей периферической крови и иммунитета в процессе лазерной терапии больных хроническим тоноиллитом с ревматическим пороком сердца // Журнал ушных, носовых и горловых болезней. - 1983.- №1.- С.40-43.

90. Дуденко Г.И., Залюбовский В.И. Влияние лазеротерапии на

Авторский указатель

- Афоненко А. А. 69, 93
Барлова А. В. 3
Коростик К. Н. 87
Ксенофонтова Н. М. 162
Лисенкова А. М. 162
Манах И. С. 3, 50, 69, 80, 87, 93, 98, 162
Михлюк С. Б. 50
Пякулик В. Г. 80
Харелюк Д. Л. 62
Чиж А. Л. 98
Чубаров С. И. 162
Шевцов В. А. 69, 87, 93

Научное издание
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ
Сборник научных статей
Выпуск 1

Редактор И.Ф.Вараксина

Подписано к печати 11.XI.77. Формат 60x84/16. Бумага тип.НЗ. Печать
офсетная. Усл.печ.л. 12,0 Усл.кр.-отт. 12,0 . Уч.-вод.л. 10,35
Тираж 300 экз. Заказ N 103.

Белгосуниверситет. 220050, Минск, пр.Ф.Скорины,4.

Отпечатано на ротавинте Белгосуниверситета.

220050, Минск, Бобруйская,7.