
КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ОПТИКА

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТ
В НЕСИММЕТРИЧНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ**
А.А. Андронов, Д.Е. Святошенко
Нижегородский госуниверситет

Источники лазерного излучения в среднем и дальнем ИК-диапазоне востребованы для ряда приложений в спектроскопии и телекоммуникации. Для работы существующих лазерных схем требуются достаточно жёсткие условия.

В данной работе предпринята попытка рассмотреть величину эффекта генерации в среднем и дальнем ИК-диапазоне за счёт нелинейных свойств среды при оптической накачке полупроводниковых гетероструктур. Данная задача возникла на базе исследований, проводимых ИФМ РАН совместно с ИФП СО РАН, по оптической накачке гетероструктур кадмий–ртуть–теллур. При изучении стимулированного излучения была обнаружена эффективная генерация комбинационных частот, вызванных смещением частоты накачки и частоты лазерного излучения межзонного перехода узкозонного слоя структуры. Широкозонные обкладочные слои структуры выполняют функции оптического и электронного ограничения.

Вследствие малости времени внутризонной релаксации ($\tau_{\perp} \sim 10^{-12}$ сек) по сравнению со временем излучательной релаксации ($\tau_{\parallel} \sim 10^{-8}$ сек) для описания нелинейных эффектов предлагается модель двухуровневой среды. При этом накачка учитывается как источник инверсии населённости, что позволяет осуществить переход к эквивалентному двухуровневому описанию [1].

Нелинейные свойства среды описываются разложением поляризации в ряд по степеням поля:

$$P = \chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots$$

Линейная восприимчивость среды $\chi^{(1)}$, а также нелинейные $\chi^{(2)}$ (второго порядка) и $\chi^{(3)}$ (третьего порядка) на комбинационных частотах находились из решения уравнения для матрицы плотности как методом теории возмущений [2], так и в ходе общего решения. Отличием от ранее рассмотренных решений является вид оператора электродипольного взаимодействия, в котором диагональные элементы предполагаются отличными от нуля.

В работе показано, что величины поляризации на комбинационных частотах, полученные методом теории возмущений, резонансным образом зависят от соотношения частот приложенных полей и частоты перехода между уровнями. В нашем случае одна из частот совпадает с частотой перехода $\omega_1 - \omega_2 \ll \tau_{\perp}$. Таким образом, выполнение резонансных условий существенно увеличивает нелинейную поляризуемость перехода на разностной и комбинационной частотах. Приведём упрощенные выражения для нелинейной восприимчивости, придерживаясь следующих обозначений: $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_p$ и $2\omega_1 - \omega_2 = \Omega_k$ при условии $|\omega_1 - \omega_2| \gg |\omega_1 - \omega_2|$. Последнее огра-

нение позволяет нам из восьми членов общего выражения для квадратичной восприимчивости оставить только слагаемое с двумя резонансными знаменателями:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\Omega_p) = \frac{-i(d_{22} - d_{11})|d_{12}|^2}{4\hbar^2} \frac{\tau_{\perp}}{\Omega_p} \Delta\rho^0 n, \quad (1)$$

где $\Delta\rho^0$ – разность населенности с учётом действия накачки и n – концентрация частиц.

Основной вклад в величину квадратичной нелинейной восприимчивости дают диагональные элементы матрицы плотности. Из выражения (1) видно, что при условии $d_{22} = d_{11}$ квадратичный отклик среды в электродипольном приближении исчезает, что соответствует равенству нулю нелинейного оптического коэффициента в классической модели нелинейных сред [3].

Кубическая восприимчивость определяется выражением:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(\Omega_k) = \frac{-i|d_{12}|^2}{8\hbar^3} \tau_{\perp} \left[\frac{(d_{22} - d_{11})^2}{\Omega_p \omega_n} + \frac{|d_{12}|^2}{\Omega_p^2} \right] \Delta\rho^0 n. \quad (2)$$

В выражении (2) первое слагаемое описывает вклад в восприимчивость среды третьего порядка через нелинейность младшего порядка и определяется диагональными элементами матрицы плотности. Второе слагаемое определяет вклад в нелинейную восприимчивость третьего порядка для сред с центром инверсии.

По причине громоздкости выражений для поляризации среды, учитывающих эффект насыщения, в настоящей статье они не приводятся.

Для оценки величины отклика среды на комбинационных частотах по отношению к восприимчивости лазерного перехода воспользуемся следующими значениями для величин, входящих в выражения (1) и (2):

$$d_{22} - d_{11}, d_{12} \propto 10^{-17} \text{ ед. с.г.с.э.}, \quad \Omega_p \propto 5 \cdot 10^{14} \text{ рад/сек.}$$

При таких исходных параметрах получим следующие эффективности преобразования в комбинационные гармоники:

$$\left| \frac{\chi^{(2)}(\Omega_p)}{\chi^{(1)}(\omega_n)} \right| \propto 10^{-5} \frac{1}{\text{ед. с.г.с.э.}}, \quad \left| \frac{\chi^{(3)}(\Omega_k)}{\chi^{(1)}(\omega_n)} \right| \propto 10^{-10} \frac{1}{\text{ед. с.г.с.э.}^2}.$$

Рассмотренный в работе эффект представляется эффективным методом получения генерации в области среднего ИК-диапазона. К преимуществам предложенного метода можно отнести возможность получения генерации при температурах, близких к комнатным.

[1] Ханин Я.И. Лекции по квантовой радиофизике. Н.Новгород: ИПФ РАН, 2005. 224 с.

[2] Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 262 с.

[3] Ярив А. Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983. 398 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ПРИЕМА СИГНАЛОВ
С БИФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В КАНАЛАХ
С АДДИТИВНЫМ ШУМОМ И ЗАМИРАНИЯМИ**

Г.Н. Бочков¹⁾, К.В. Горохов¹⁾, А.В. Колобков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾ФГУП НПП "Поле"

В настоящей работе развивается метод [1] полиспектральной организации информационных сигналов, при которой информация «закладывается» в кумулянтные спектры высших порядков – полиспектры сигналов. В работе исследуются способы приема OFDM-сигналов с новым видом модуляции [2] – двухпозиционной бифазовой модуляцией (БФМ-2), при которой информационными параметрами являются инвариантные к задержке сигнала фазы его биспектра.

Биспектр OFDM-сигнала

$$x(t) = \sum_{n=1}^N A_n e^{i\varphi_n} \exp(i2\pi nt/T) \quad (1)$$

с длительностью T однозначно определяется комплексными амплитудами пиков из треугольной области биспектральной плоскости: $\{B_{m,n} \mid B_{m,n} = B(m/T, n/T), (n,m) \in \Omega_N\}$, где $\Omega_N = \{(n,m) \mid 1 \leq m \leq [N/2], m \leq n \leq N - m\}$. Фаза каждого пика (бифаза) $\psi_{n,m} = \arg B_{m,n} = \varphi_n + \varphi_m - \varphi_{n+m}$ однозначно связана с фазами гармоник сигнала. Анализ показал [2], что при заданном числе N из $[N^2/4]$ бифаз независимыми, т.е. информационными, являются только $(N-1)$ бифаз, и существует большое число конкретных алгоритмов синтеза OFDM-сигнала с БФМ, отличающихся наборами информационных бифаз. Простейшим из них является алгоритм с набором информационных бифаз – $\{\psi_{1,n} \mid 1 \leq n \leq N-1\}$. В этом случае синтез фаз сигнала (1) осуществляется рекуррентно:

$$\varphi_{n+1} = \varphi_1 + \varphi_n - \psi_{1,n}, \quad 1 \leq n \leq N-1, \quad (2)$$

где φ_1 – произвольная фаза, $\psi_{1,n} = \pi/2 \cdot \theta_n$, $\theta_n = \pm 1$ – информационные символы.

Как известно, потенциальная помехоустойчивость той или иной системы сигналов характеризуется помехоустойчивостью их оптимального когерентного приема в базовой модели канала с аддитивным белым гауссовым шумом (АБГШ). Для OFDM-сигналов с БФМ-2 в результате анализа помехоустойчивости синтезированного для них оптимального когерентного приема было установлено, что их потенциальная помехоустойчивость совпадает с потенциальной помехоустойчивостью сигналов с фазоразностной модуляцией (см. кривую «ФРМ-1, когерентный прием» на рисунке). Синтез оптимального некогерентного поэлементного приема OFDM-сигналов с БФМ-2 привел к сложно реализуемым правилам. Поэтому в качестве альтернативы были разработаны и исследованы эвристические алгоритмы некогерентного приема, которые основаны на биспектральных оценках в виде периодограмм 3-го порядка. Помехоустойчивость простейшего алгоритма, использующего

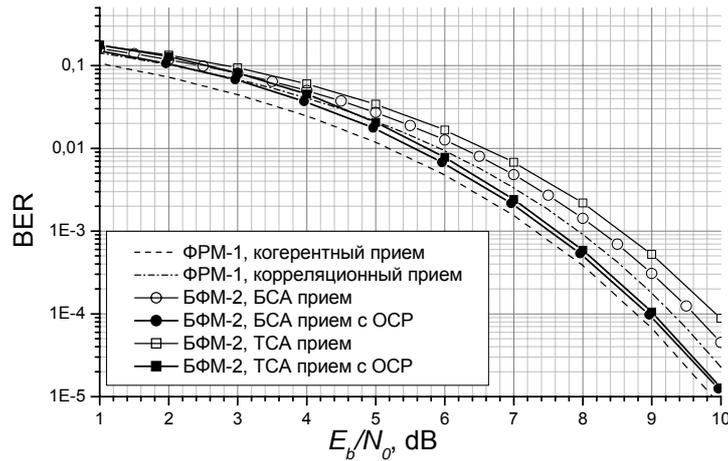


Рис.

оценки только информационных бифаз: $\theta_n^{RX} = \text{sgn}\{\psi_{1,n}^{RX}\}$, $1 \leq n \leq N-1$, для $N = 128$ представлена на рисунке кривой «БФМ-2, БСА прием». Помехоустойчивость разработанного алгоритма приема с обратной связью по решению (ОСР), который использует информацию, содержащуюся во всех принятых бифазах $\{\psi_{n,m}^{RX} | (n,m) \in \Omega_N\}$, отражает на рисунке кривая «БФМ-2, БСА прием с ОСР». Эта кривая демонстрирует, что в базовой модели канала с АБГШ некогерентный прием с ОСР обеспечивает помехоустойчивость, асимптотически приближающуюся к потенциальной помехоустойчивости.

Проведен предварительный анализ возможностей приема OFDM-сигналов с БФМ в реальных узкополосных каналах. В результате были дополнительно предложены триспектральные методы приема («ТСА прием»). Эти методы, хотя и проигрывают соответствующим биспектральным методам в стандартном канале с АБГШ (см. кривые «БФМ-2, ТСА прием» и «БФМ-2, ТСА прием с ОСР» на рисунке), обеспечивают инвариантность приема как к общим фазовым сдвигам, так и к расстройкам по частоте, не превышающим величины разрешения приемника. Это обстоятельство, а также существование хорошо разработанных полиспектральных методов оценивания мультипликативных амплитудно-фазовых искажений сигналов в канале распространения позволяют ожидать, что использование OFDM-сигналов с бифазовой модуляцией повысит помехоустойчивость существующих систем передачи информации в многолучевых каналах с замираниями.

- [1] Бочков Г.Н., Горохов К.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т.40, №11. С.1388.
 [2] Бочков Г.Н., Войткевич К.Л., Горохов К.В., Колобков А.В. //Труды 13-й Межд. научн.-техн. конф. RLNS-2007. Воронеж, 2007. С. 27.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ФОНОННОГО ТРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.Ф. Ефремов¹⁾, О.В. Мареева²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Нижегородский государственный педагогический университет

Проблема взаимодействия электронов с фоновым полем решетки продолжает оставаться одной из наиболее актуальных в физике конденсированного состояния [1,2]. Интерес к данной проблеме связан с ролью электрон-фононного взаимодействия в описании таких фундаментальных физических явлений, как процессы переноса, флуктуации, сверхпроводимость. Являясь основным механизмом диссипативных и флуктуационных процессов в твердом теле, электрон-фононное взаимодействие определяет характеристики электронов, ведет к диссипации их импульса и энергии, изменению закона дисперсии электронов, флуктуациям плотности тока и т.д.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию дисперсионных эффектов фононного трения электронов-квазичастиц в полупроводниках с учетом воздействия на электрон флуктуаций фононного поля и запаздывания взаимодействия. Рассмотрена задача о рассеянии электрона, находящегося в неравновесном состоянии, в квантованном фононном поле кристаллической решетки. Использовались метод квантовых уравнений Ланжевена и концепция пробной частицы. Были найдены частотные зависимости коэффициента релаксации импульса быстрого электрона при рассеянии на фононах в полупроводниках в достаточно широком диапазоне температур во внешнем переменном электрическом поле.

Полученное в работе [3] в приближении эффективной массы квантовое нелинейное стохастическое уравнение позволяет найти выражение для среднего значения обобщенной фононной силы трения, действующей на пробную частицу в изотропном кристалле в слабом внешнем электрическом поле:

$$L(t-t_1) = \frac{1}{3m} \sum_{\mathbf{k}} k^2 (G(\mathbf{k}, t-t_1) \frac{1}{2} \langle [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)), \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}(t_1))]_+ \rangle + \\ + M(\mathbf{k}, t-t_1) \frac{i}{\hbar} \langle [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)), \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}(t_1))]_- \rangle \eta(t-t_1))$$

где $G(\mathbf{k}, t-t_1)$ – фононная функция Грина и $M(\mathbf{k}, t-t_1)$ – функция корреляции невозмущенных фононных переменных, $\eta(t-t_1)$ – функция Хевисайда. Введен зависящий от частоты коэффициент фононной силы трения [4], действительная часть которого определяет время релаксации импульса электрона:

$$i\omega\gamma(\omega) = L(\omega) - L(0).$$

Исследована релаксация импульса быстрой по сравнению со скоростью звука квазичастицы при высоких и низких температурах термостата. Получено интегральное выражение для коэффициента релаксации и его асимптотики на низких

и высоких частотах. Наибольший интерес представляет случай высоких температур. Типичная частотная зависимость коэффициента релаксации быстрого электрона в этом случае представлена на рис. 1. Коэффициент релаксации на нулевой частоте имеет конечное значение, пропорциональное скорости частицы и температуре решетки, а с ростом частоты растет по параболическому закону. При увеличении частоты рост замедляется и зависимость становится корневой. Затем коэффициент релаксации достигает максимума и падает как полуторная степень частоты. Влияние дисперсии коэффициента релаксации импульса электрона на проводимость полупроводников проиллюстрировано сравнением с проводимостью σ_0 , полученной в рамках модели Друде, где время релаксации считается постоянной величиной (см. рис. 2).

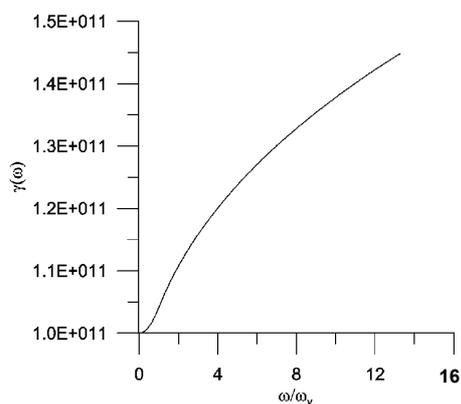


Рис. 1

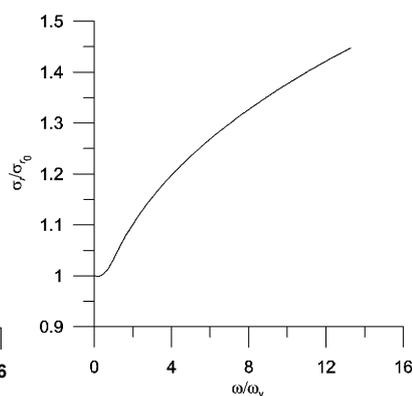


Рис. 2

Таким образом, выявлено, что дисперсия коэффициента релаксации импульса быстрого электрона в области высоких температур приводит к увеличению проводимости на высоких частотах.

- [1] Rammer J. // Quantum transport theory. Reading: Perseus Books, 1998. P. 377.
- [2] Максимов Е.Г., Саврасов Д.Ю., Саврасов С.Ю. // УФН. 1997. Т.167, №4. С. 353.
- [3] Ефремов Г.Ф., Мареева О.В., Воробьев Д.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Математическое моделирование и оптимальное управление. Н. Новгород: Изд-во ННГУ. 2001. Вып. 1(23). С.127.
- [4] Ефремов Г.Ф., Мареева О.В., Воробьев Д.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т.48, №3. С. 249.

**ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНА
ИЗ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ В СИЛЬНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ**

Г.Ф. Ефремов, Д.С. Соленов

Нижегородский госуниверситет

Туннелирование с примесных центров (квантовых точек) в непрерывный континуум состояний рассматривалось давно и достаточно хорошо изучено. Однако присутствие внешнего высокочастотного поля существенно обогащает физическую картину происходящих процессов. Здесь следует отметить работу по ионизации в поле электромагнитной волны [1]. Между тем последние экспериментальные достижения [2] дают возможность обратиться к корреляционным процессам, происходящим в континууме состояний туннельно-связанным с ионизируемой системой.

Рассматривается двумерный электронный газ (2DEG) при нулевой температуре. Квантовые точки (дефекты структуры, примесные центры) сформированы в прилегающем слое и туннельно-связаны с 2DEG. Для определенности будем рассматривать примесные центры донорного типа (однако полученные результаты легко обобщаются и на случай акцепторов). Обе системы (примеси и 2DEG) находятся в сильном переменном электрическом поле $E_z(t) = E_z \cos \omega_0 t$. Будем рассматривать поле частоты ω_0 с поляризацией по оси z , перпендикулярно плоскости 2DEG.

Вследствие малости структуры вдоль оси z по сравнению с длиной волны электрического поля достаточно ограничиться дипольным приближением. Необходимо также учесть кулоновское рассеяние электронов проводимости на (незаполненных) примесных центрах. Ограничимся рассмотрением электронов, как бесспиновых частиц, подчиняющихся Ферми-статистике. Кроме того, ограничимся ситуацией, когда концентрация примесей достаточно мала, так что процессы рассеяния электронов проводимости на нескольких примесях не интерферируют. Не следует, однако, связывать концентрацию рассматриваемых примесей с концентрацией электронов проводимости в смежном двумерном слое – последняя контролируется электростатически и связана, например, с ионизацией примесей в полупроводнике на значительно больших масштабах в плоскости 2DEG. Таким образом, достаточно понять физику взаимодействия одного примесного центра (квантовой точки) с 2DEG.

Вторично-квантованный полный гамильтониан системы имеет вид

$$H = [E_0 + V_{00}(t)]d^\dagger d + \sum_k [E_k + V_{2\text{DEG}}(t)]c_k^\dagger c_k + dd^\dagger \sum_{kk'} V_{kk'} c_k^\dagger c_k + \Delta \sum_k (d^\dagger c_k + c_k^\dagger d), \quad (1)$$

где E_0 и E_k – энергии примесного и свободных 2DEG состояний. В первом случае рассматривается только один уровень (состояние); $V_{kk'}$ и Δ – (затравочные) амплитуды рассеяния и туннелирования; внешнее гармоническое поле входит через амплитуды $V_{00}(t) = -eE_z(t) \int d\mathbf{r} \psi_0^*(\mathbf{r}) z \psi_0(\mathbf{r})$ и $V_{2\text{DEG}}(t) \sim \int d\mathbf{r} \psi_k^*(\mathbf{r}) z \psi_k(\mathbf{r})$. Как

уже было отмечено в [3], целесообразно воспользоваться квазиэнергетическим подходом, что дает возможность перейти к эквивалентной стационарной системе вида

$$\mathbf{H} = E_0 d^\dagger d + \sum_k E_k c_k^\dagger c_k + \omega_0 I_z + dd^\dagger \sum_{kk'} V_{kk'} c_k^\dagger c_{k'} + \Delta \sum_{n,k} J_n(\lambda) \left(I_-^{(n)} d^\dagger c_k + I_+^{(n)} c_k^\dagger d \right), \quad (2)$$

где λ есть сумма амплитуд $(|V_{00}| + |V_{2\text{DEG}}|)/\omega_0$, а операторы I_z, I_\pm описывают частицу с большим ($S \rightarrow \infty$) целым спином, при этом $I_\pm^{(-n)} = I_\pm^{(n)} = I_\pm^n$ где $n > 0$. В этом случае процессы туннелирования и рассеяния определяются квазиэнергетическим спектром, найденным из $\mathbf{H}|\nu\rangle = \varepsilon|\nu\rangle$. Вероятности туннелирования, найденные ранее в [3], не сбалансированы, что приводит к нетривиальной заселенности примесных центров. Приведем вероятности туннелирования примесного центра для случая, когда электронная концентрация проводящего слоя n_0 мала, так что энергия Ферми в 2DEG (отсчитываемая от дна зоны проводимости) меньше, чем частота внешнего поля. Амплитуда поля больше последней и много меньше, чем энергия ионизации E_∞ . Вероятность туннелирования есть

$$\gamma_{i\dot{a}} = -2\pi\Delta^2 D_2 J_0^2(\lambda) \theta(\delta E) (\xi_0/\delta E)^\alpha, \quad (3)$$

$$\gamma_{\dot{n}} = -2\pi\Delta^2 D_2 J_0^2(\lambda) \theta(-\delta E) (-\xi_0/\delta E)^\alpha - 2\pi\Delta^2 D_2 \sum_{m=1}^{\infty} J_m^2(\lambda),$$

где $\delta E = E_F - E_0$, $\alpha = 2\delta/\pi - (\delta/\pi)^2$, $\text{tg } \delta = \pi D_2 \|V_{kk'}\|$. Сингулярные множители вызваны учетом процессов рассеяния электронов проводимости [3]. Для слабых внешних гармонических полей обе вероятности стремятся к известному результату [4]. Более сильные амплитуды приводят к активации большего количества квазиэнергий. Этот процесс может рассматриваться с точки зрения индуцирования многофотонных переходов.

Изменение туннелирования в сильном поле влияет на проводимость 2DEG. Вклад в проводимость за счет процессов рассеяния имеет вид $\sigma = e^2 n_0 \tau(E_F)/m$, где e и m есть элементарный заряд и эффективная масса соответственно. Время рассеяния τ обратно пропорционально мнимой части запаздывающей собственной энергии электронов проводимости [5], т.е. $\tau^{-1}(E_F) \sim \text{Im} \Sigma_{\text{ret}}(k_F, \omega \rightarrow 0)$. Для систем с низкой концентрацией примесей n_i получим [3] два вклада в обратную проводимость

$$\sigma_0^{-1} \sim \Delta^2 J_0^2(\lambda) \delta'(\delta E), \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{d\ddot{a}n}}^{-1} \sim \frac{n_i \text{tg}^2(\delta) \gamma_{i\dot{a}}^2(\lambda) \gamma_{\dot{n}}^2(\lambda)}{\gamma_{i\dot{a}}^2(\lambda) \gamma_{\dot{n}}^2(\lambda) \cos^2(\delta) + 2 \gamma_{\dot{n}}(\lambda) / \gamma_{i\dot{a}}(\lambda) + 1},$$

первый – за счет процессов туннелирования (с учетом рассеяния), второй – за счет процессов рассеяния (модифицированных туннелированием). Таким образом, наблюдается сильная модификация корреляций электронов проводимости.

[1] Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1964. Т.47. С.1945.

[2] Xiao M., Martin I., Yablonovitch E., and Jiang H.W. // Nature. 2004. V.430. P.435.

[3] Соленов Д.С., Соленов С.В., Ефремов Г.Ф. // Изв. вузов. Физика (в печати).

[4] Nozieres P. and De Dominicis C.T. // Phys. Rev. 1969. V.178. P.1097.

[5] Mahan G.D. Many-Particle Physics. New York: Kluwer Academic, 2000.

ЭФФЕКТИВНЫЙ И КОМПАКТНЫЙ ТМ:YLF ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ, ГЕНЕРИРУЮЩИЙ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1908 НМ

О.Л. Антипов¹⁾, О.Н. Еремейкин²⁾, Н.Г. Захаров²⁾, А.П. Савикин¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В последние годы многими научными группами различных стран мира исследуются возможности создания компактной техники и устройств генерации и приема электромагнитного излучения среднего ИК-диапазона. Это диктуется широкими возможностями применения приёмно-передающих устройств этого диапазона для решения важных задач: мониторинг загрязнения атмосферы (включая сенсоры на газо- и нефтетрубопроводах), контроль аварий и мест химического и биологического загрязнения, медицинская хирургия, офтальмология и диагностика на основе анализа выдыхаемого воздуха, тепловидение с повышенным температурным контрастом, беспроводная оптическая связь и другие. Одна из возможностей создания компактных и высокоэффективных лазерных систем заключается в использовании лазеров на кристаллах, содержащих ионы Tm^{3+} с диодной накачкой, излучение которых используется для накачки лазеров на Ho^{3+} -содержащих кристаллах (таких как Ho:YAG или Ho:YLF), генерирующих на длине волны 2.1 мкм. Данное излучение, в свою очередь, с помощью параметрических генераторов света может быть преобразовано в средний ИК-диапазон.

Настоящий доклад посвящён экспериментальному исследованию высокоэффективного и компактного лазера на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой, генерирующего на длине волны 1908 нм, и его использования для накачки лазера на кристалле Ho:YAG, генерирующего на длине волны 2.1 мкм. Использованный активный элемент из Tm:YLF (содержание ионов Tm^{3+} – 3 атомарных %) был вырезан в виде цилиндра длиной 14.5 мм и диаметром 3 мм перпендикулярно направлению оси кристалла и имел торцы, просветленные на длину волны генерации и накачки. Кристалл был сориентирован таким образом, чтобы дихроичные зеркала резонатора вносили наименьшие потери для необходимой нам σ -поляризации на длине волны 1908 нм.

Резонатор П-образной формы с поворотом формировался четырьмя зеркалами: плоским зеркалом с высоким коэффициентом отражения на длине волны гене-

рации 1908 нм, дихроичными зеркалами с высоким отражением на длину волны генерации и высоким пропусканием излучения накачки на длине волны 793 нм и выходным сферическим зеркалом. Для накачки кристалла Tm:YLF использовались две непрерывные диодные линейки с волоконным выходом, генерирующих неполяризованное излучение на длине волны 793 нм с мощностью до 40 Вт. Пучок генерации, выходящий из торца многомодового волокна (диаметр сердцевины 800 мкм, угловая расходимость излучения $\alpha \sim 0.13$), фокусировался с помощью линзового телескопа, состоящего из набора сферических линз, внутрь кристалла Tm:YLF через дихроичное зеркало.

В ходе работ производилась оптимизация параметров системы с целью получения наибольшей эффективности. Варьировались использованные линзовые телескопы, кривизна и коэффициент выходного зеркала, длина резонатора, а также длина активного элемента. В результате оптимизации была достигнута непрерывная генерация с мощностью более 24 Вт при дифференциальной эффективности $\sim 47\%$. При использовании излучения Tm:YLF лазера для накачки Ho:YAG лазера была достигнута непрерывная генерация с мощностью более 13 Вт при дифференциальной эффективности 60%.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКИХ ПОЛОС ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТЕКЛЕ ZBLAN, ЛЕГИРОВАННОМ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Г.Н. Мордашова, А.П. Савикин

Нижегородский госуниверситет

Исследованы спектры пропускания и люминесценции стекла ZBLAN, активированного ионами Tb^{3+} , Ce^{3+} , Pt^{3+} и Er^{3+} , при УФ-возбуждении. Установлено, что широкие полосы люминесценции в диапазоне от 350 до 550 нм относятся к излучению автолокализованных экситонов.

Спектральные характеристики стекла ZBLAN

На рис. 1 (кривая 1) приведен спектр поглощения стекла ZBLAN (ZrF_4 - BaF_3 - LaF_3 - AlF_3 - NaF). Видно, что поглощение достигает наибольшего значения на $\lambda^{\max} \approx 215$ нм (волновое число $\nu^{\max} \approx 46000$ cm^{-1}) (толщина образца 2 мм). По λ^{\max} можно судить о значении ширины запрещенной зоны, которое составляет $\Delta E_{3,3} = 5.7$ эВ.

Спектр люминесценции представляет собой широкую полосу с максимумом на длине волны $\lambda_{\text{люм.}}^{\max} \approx 450$ нм ($\nu_{\text{люм.}}^{\max} = 22200$ cm^{-1}) (рис. 1, кривая 2).

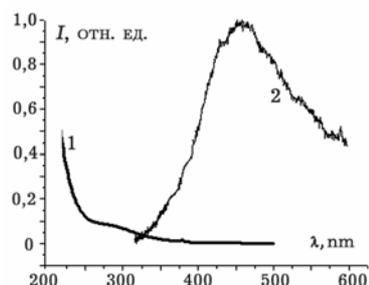


Рис. 1

Спектры пропускания и люминесценции стекла ZBLAN:Ce³⁺

Край полосы поглощения иона Ce³⁺ расположен в области $\lambda \approx 290$ нм (рис. 2, кривая 1). В диапазоне от 220 до 260 нм наблюдается широкая полоса, которая связана с межконфигурационным переходом $4f \rightarrow 5d$.

В стекле ZBLAN, легированном ионами Ce³⁺, регистрируется широкая полоса люминесценции с $\lambda_{\text{люм.}}^{\text{max}} = 315$ нм (рис. 2, кривая 2), которую можно объяснить тем, что зона проводимости стекла ZBLAN расположена значительно выше $5d$ -оболочки ионов Ce³⁺ и попадание верхнего возбужденного уровня ${}^2F_{7/2}$ в смешанную $4f5d$ -конфигурацию невозможно.

Была проведена оценка значения стоксова сдвига и сечения излучения в образце, легированном ионами Ce³⁺. Из соотношения

$$\Delta S \approx E(4f \rightarrow 5d) - E_{\text{min}}(5d \rightarrow 4f),$$

где $E(4f \rightarrow 5d) = 40000 \text{ см}^{-1}$, а $E_{\text{min}}(5d \rightarrow 4f) = 31746 \text{ см}^{-1}$, получаем $\Delta S = 8254 \text{ см}^{-1}$. Значение сечения излучения составило $\sigma_{\text{изл}} = 8,19 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Благодаря этому появляется возможность получения генерации на стекле ZBLAN:Ce³⁺.

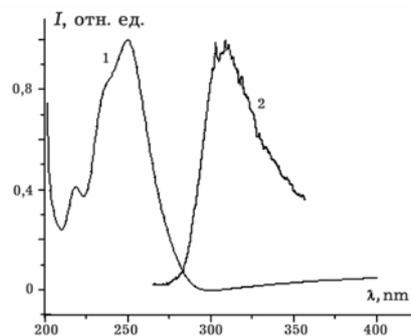


Рис. 2

Спектральные характеристики стекла ZBLAN:Pr³⁺

На графике спектра люминесценции стекла ZBLAN:Pr³⁺ линии $\lambda_1 \approx 409$ нм ($\nu_1 \approx 24450 \text{ см}^{-1}$) и $\lambda_2 \approx 486$ нм ($\nu_2 \approx 20534 \text{ см}^{-1}$) принадлежат первой (${}^1S_0 \rightarrow {}^1I_6$) и второй (${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$) ступеням каскадной эмиссии фотонов (КЭФ), т.е. последовательному излучению двух фотонов ионом редкоземельного элемента (рис. 3, кривая 1). В диапазоне от 360 нм до 550 нм регистрируется широкая полоса люминесценции, обусловленная излучением автолокализованных экситонов. Данный процесс связан с конкурирующими процессами захвата дырки валентной зоны ионом RE³⁺ и V_k-центром [3].

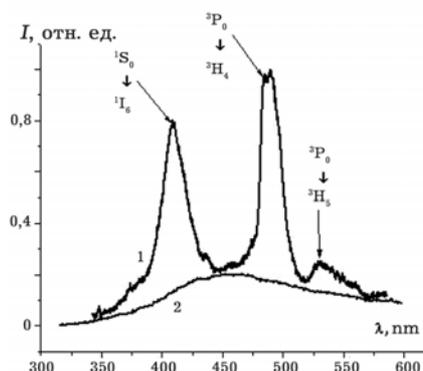


Рис. 3

Также была проведена серия измерений для выявления зависимости интенсивности экситонной люминесценции от концентрации активатора (ионов Er^{3+}) в стекле ZBLAN. Зарегистрировано, что увеличение концентрации ионов Er^{3+} приводит к уменьшению интенсивности линии люминесценции, связанной с излучением автолокализованных экситонов.

На рис. 4 изображены спектральные характеристики стекла ZBLAN с концентрацией Er^{3+} 0,5% (кривая 1), 1% (2) и 4% (3).

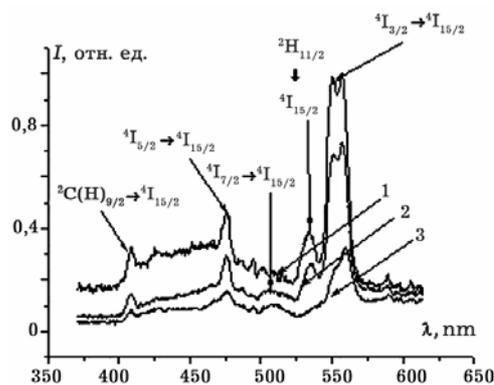


Рис. 4

Заключение

Таким образом, экспериментально исследованы спектральные характеристики фтороцирконатного стекла ZBLAN, легированного ионами редкоземельных элементов при УФ-возбуждении. Выявлено, что наблюдаемые в спектрах люминесценции широкие полосы относятся к излучению автолокализованных экситонов. Также определена возможность создания перестраиваемого по частоте лазера на стекле ZBLAN: Ce^{3+} (при подборе соответствующего источника возбуждения).

- [1] Carnall W.T., Fields P.R., Rajnak K. // J. Chem. Phys. 1968. V.49, No.10. P.4447.
 [2] Lawson F.K., Payne S.A. // Opt. Materials. 1993. V2. P.225.
 [3] Родный П.А., Мишин А.Н., Потаков А.С. // Оптика и спектроскопия. 2002. Т.93, №5. С.775.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИНФРАКРАСНЫХ КАСКАДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СРЕДСТВ ПАКЕТА LABVIEW

С.А. Даданов, А.В. Маругин

Нижегородский госуниверситет

Появившиеся в середине 90-х гг. квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [1] на квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур, работающие сейчас уже фактически во всём среднем ИК-диапазоне длин волн ($3\div 25$ мкм), вызвали широкий интерес и сейчас активно развиваются во всём мире. Спектроскопические применения перестраиваемых лазеров этого диапазона (а ККЛ, подобно традиционным инжекционным лазерам, перестраиваются изменением температуры или тока лазера в пределах долей процента относительно среднего значения длины волны) могли бы быть очень широкими [2], однако к настоящему времени ККЛ мало изучены и не-

удобны для всех вышеназванных применений. Импульсный режим генерации при криогенной температуре затрудняет регистрацию сигналов, т.к. приводит к нестационарной генерации с резким изменением температуры. Из-за температурного разогрева наблюдается также свипирование частот излучаемых лазером мод, что приводит к сильному искажению наблюдаемого спектрального распределения излучения. Исследование внутренней структуры лазера и оценка значений его параметров возможны в этих условиях только при обработке большого массива данных, что требует средств накопления и записи сигналов. Один из вариантов изучения основных характеристик ККЛ – это использование приемной системы, способной обеспечить быструю регистрацию, обработку больших массивов данных и возможность проведения статистического анализа. В данной работе для исследования характеристик квантовых каскадных лазеров была использована плата АЦП NI 5112, для которой был создан в среде программирования LabVIEW комплекс виртуальных инструментов, позволяющих производить необходимую регистрацию, фильтрацию, формирование массивов и обработку оптических спектров.

В процессе исследований были измерены спектры различных конфигураций лазеров (квантовые решетки на GaAlAs-GaAs, порог излучения $\sim 2,5$ А), в том числе лазеров, помещенных во внешний низкодобротный резонатор, и обнаружено, что разогрев активного слоя лазера в течение импульса питания в условиях многомодового режима излучения приводит к значительной нестабильности и переключениям в спектре во всей полосе наблюдаемых мод. Кроме того, анализ спектров генерации ККЛ с собственным резонатором Фабри–Перо выявил наличие сдвига линии усиления, вызванного температурным разогревом кристалла в течение импульса накачки с коэффициентом $\sim 0,2$ нм/нсек (по длительности импульса) или ~ 3 нм/град. Для лазеров, работающих в условиях внешней оптической обратной связи, формирование спектрального состава излучения определяется не линией усиления непосредственно, а результирующим уровнем оптических потерь, учитывающих фазовое согласование с внешней частью резонатора. Это приводит к снижению зависимости сдвига люминесценции ККЛ от температуры. Следует отметить, что разогрев, вызванный длинными импульсами накачки, приводит к свипированию мод собственного резонатора ККЛ в диапазоне, перекрывающем межмодовый интервал.

Таким образом, в результате проведенных исследований обнаружено, что использование внешнего резонатора позволяет стабилизировать распределение мощности по модам, излучаемым лазером. Также выявлено, что использование внешнего резонатора уменьшает нестабильность спектра, приводит к уменьшению числа мод, участвующих в генерации, и в пределе может обеспечить стабилизацию на уровне отдельной моды. Такого рода лазер мог бы стать идеальным источником для систем спектроскопии среднего ИК-диапазона.

[1] Faist J., Capasso F., Sivco D.L. et al. // Science. 1994. V.264. P. 553.

[2] Андронов А.А., Гордин А.И., Маругин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46, № 8-9. С. 742.