

УДК 532.88 + 621.378

ИЗЛУЧЕНИЕ ТОНКОГО ИНВЕРТИРОВАННОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ КВАЗИРЕЗОНАНСНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В. А. ЮРЕВИЧдоктор физико-математических наук, профессор
Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

В приближении однородного поля получены аналитические решения уравнений генерации в виде фазово-модулированных импульсов, происходящей в тонком слое усиливающей среды со сложной энергетической структурой образующих ее элементарных излучателей. С учетом конечности времени фазовой релаксации дипольных частиц и поглощения в квазирезонансных переходах формулируется закон сохранения вектора Блоха.

Ключевые слова: Тонкий слой резонансных атомов, когерентное взаимодействие, резонансная оптическая нелинейность, сверхкороткие импульсы, нелинейный дрейф частоты.

Введение

Поверхностные пленки из активных материалов с сильным нелинейным откликом на резонансное световое поле в диапазоне оптических частот можно эффективно использовать в пассивных устройствах модуляции излучения для управления световыми потоками [1]. В этом качестве предпочтительно применять квантоворазмерные полупроводниковые структуры [2], которые способны оказаться особо активными в области спектра, соответствующей экситонным переходам. Между тем известно, что в тонких резонансных слоях могут быть реализованы режимы самовозбуждения [3]. Это явление перспективно к использованию для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающим элементом представляет собой тонкий слой резонансной среды, в которой возможно достичь высокого уровня инверсии. Именно такие среды представлены используемыми в оптике и лазерной физике полупроводниковыми структурами [4, 5]. Подобного рода материалы применяют в лазерах с вертикальными резонаторами (или поверхностно излучающих лазерах), где активные элементы образованы тонкими планарными слоями [6].

Известно, что пропусканию и отражению особо тонких активных граничных слоев свойственна зависимость от резонансных компонент поляризованности [7]. Переизлученное поляризованными атомами тонкого слоя оптическое поле в силу однородности представляется результатом когерентного эффекта сверхизлучения (СИ). СИ развивается как процесс взаимного согласования фаз (фазировки) элементарных излучателей, образующих активную среду, через излучаемое ими поле. Установление коллективного СИ-состояния в результате фазировки активных диполей подразумевает возникновение макроскопической поляризации, которая предполагает формирование упорядоченного состояния в ансамбле диполей [8]. Для возникновения СИ среда должна быть максимально инвертирована, возможность обратимого процесса изменения населенности при сбросе инверсии не рассматривается. В полупроводниковых средах СИ происходит как коллективная спонтанная рекомбинация. Динамика компонентов отклика среды в режиме СИ определяет процесс генерации излучения в случае достижения пороговой инверсии в тонком слое, которому естественно присуще состояние фазировки диполей в условиях однородности поля по толщине слоя – в направлении распространения излучения [9]. Задача об энергообмене среды и светового поля решается далее в приближении сверхтонкого граничного слоя, в сущности, для пленки, образованной активными дипольными центрами в структуре материала и излучающей с поверхности.

СИ представляет собой эффект сверхбыстрого взаимодействия излучения с веществом, когда характерная длительность импульсов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде. Тогда в излучении формируется интенсивный импульс, мощность которого имеет особую зависимость от инверсии заселенности – характерное время СИ обратно пропорционально числу активных диполей. Поэтому представляется логичной постановка задачи из-

учения проявления закономерностей кинетики генерации в тонком граничном слое с резонансной поляризацией с учетом двух факторов, влияющих на ход фазировки атомных диполей. Первый из них – естественная фазовая релаксация в их ансамбле, время которой в предлагаемой работе предполагается меньшим, но сравнимым с характерным временем СИ, и которая обуславливает однородное уширение спектральной линии. Вторым отличием от уже решенных задач по тематике СИ является рассмотрение проблемы с учетом влияния квазирезонансной поляризуемости, то есть поглощения излучения в переходах, соседних с основным и способных реагировать на резонансное излучение. Его следствия удобно анализировать в рамках обобщенной двухуровневой схемы [10, 11]. Влияние квазирезонансной поляризуемости ведет к резонансной нелинейной рефракции, к возникновению автомодуляционного дрейфа переизлученного или генерируемого поля, соответственно, к нарушению резонансного характера взаимодействия [12]. Этими факторами определяется зависимость кинетики от уровня мощности светового поля (начального уровня и степени сброса инверсии). Подобной особенностью выражается возможность возникновения обратной связи, поэтому применительно к тонким усиливающим элементам и следует говорить именно о генерации с характерностью процесса СИ. При анализе ее закономерностей в рамках допущения об особо тонком слое допускается использование граничных электродинамических условий для плосковолновых полей в уравнениях Максвелла вместо волновых уравнений [11, 13, 14].

Исходные уравнения

Рассматривается планарная граничная пленка толщиной l , значительно меньшей длины волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$, находящаяся на поверхности линейной оптической среды. Типичные для допущения о сверхтонком слое условия для проекций напряженности световых полей на границе раздела, известны, например, из работы [13]:

$$E = \frac{2}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\varepsilon_0(\eta + 1) c} \frac{dP_s}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta - 1}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\varepsilon_0(\eta + 1) c} \frac{dP_s}{dt}, \quad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная;

c – скорость света;

η – резонансный показатель преломления среды слоя.

Следуя соотношениям (1), очевидно, что отклик двухуровневой среды на действие падающего поля с напряженностью E_i проявляется в обеих составляющих светового поля – в прошедшей и отраженной. В выражениях связи напряженностей E и E_r – прошедшей (то есть, действующей на активные центры в среде слоя) и отраженной волн – содержатся дополнительные к френелевым динамические резонансные компоненты. Эти компоненты прямо пропорциональны скорости поверхностной поляризованности среды P_s (току поляризации, нелинейно зависящему от поля) – их именуют сверхизлучательными [7].

Дальнейшая модификация представляющих суть приближения сверхтонкого слоя уравнений (1) состоит в следующем. Соотношения связи полей записываются для относительно медленных огибающих напряженностей поля и поляризации (E , E_r и P – крайне мало изменяющихся за время периода световой волны), а также с учетом того, что слой является усиливающим – в его веществе существует начальное поле люминесценции на частоте резонанса, и из него в среде с инверсией “стартует” генерация. Поэтому вместо френелева компонента, описывающего прошедшее в среду поле, запишем величину начального поля люминесценции $\Lambda(t)$ (возникающего из флуктуаций начальной поляризованности). Кроме этого, представление поляризованности в соответствии с целью исследования включает квазирезонансную составляющую поляризации. Результирующая медленная огибающая может быть записана в виде, предложенном и использованном в [10, 11]:

$$P(t) = N [i\mu\rho + 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0 (n - 1) E], \quad (2)$$

где ρ и n – вероятностные переменные резонансной поляризованности и инверсионной заселенности (значения этих величин в пересчете на один активный центр);

N – плотность активных центров (в единице объема);

μ – средняя величина их дипольного момента;

$\Delta\alpha$ – разность поляризуемостей активных центров в основном и возбужденном состояниях (дефект поляризуемости).

Преобразованные с учетом представления (2) соотношения (1) аналогично [10–14] решаются совместно с квантовомеханическими уравнениями Блоха для переменных ρ и n . Для оптических сред уравнения записываются для электрических моментов атомов, представляемых двухуровневыми диполями [8]. Образованная таким образом расчетная модель генерации образует замкнутую самосогласованную систему уравнений, в которой генерируемое поле зависит от резонансных свойств активных центров в приповерхностном слое и, в свою очередь, определяет их динамику в условиях одноквантового резонанса. В общем случае рассматриваемого в дальнейшем взаимодействия учитывается конечность времени фазовой (поперечной) релаксации T_2 отклика среды слоя, в итоге формулируемая модель записывается в следующем виде:

$$E = A + \frac{Nl\omega}{(\eta + 1)c} \left[\frac{\mu}{\epsilon_0} \rho + i 2\pi\Delta\alpha (1 - n) E \right], \quad E_r = \frac{\mu Nl\omega}{\epsilon_0(\eta + 1)c} \rho, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \left[1 - i \left(\Delta\omega + \frac{\Delta\alpha}{\hbar} \pi\epsilon_0 T_2 |E|^2 \right) \right] \frac{\rho}{T_2} = \frac{\mu}{\hbar} nE, \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{\mu}{2\hbar} (\rho^* E + \rho E^*),$$

где $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)T_2$ – нормированная линейная отстройка несущей частоты поля (частоты генерации ω) от частоты основного перехода ω_0 (дефект резонанса). Нелинейная отстройка резонанса в уравнении для поляризованности в схеме (3) выражает известный оптический эффект Штарка – смещение центральной частоты перехода в интенсивном поле развивающегося в среде светового импульса; коэффициент нелинейности оказывается связанным с параметром разности поляризуемостей. Перераспределение дипольных частиц по уровням в условиях различия поляризуемостей также приводит к встречному в отношении штарковского смещения центра линии автомодуляционному дрейфу частоты. Его величина выражена мнимым компонентом в выражении для действующего поля в схеме (3). Нелинейная расстройка резонанса как нарушение резонансного условия усиления неизбежно становится фактором обратной связи в схеме генерации в среде тонкого слоя и способна обусловить определенные динамические особенности процесса.

Кинетические уравнения и интеграл модели взаимодействия

Отметим далее, что поле генерации выражается величиной отраженного поля в схеме (3), то есть линейно связана с вероятностью резонансной поляризованности. Помимо этой составляющей действующее на атомы (эффективное или прошедшее в представлении (1)) поле обусловлено также квазирезонансной составляющей, включаемой в выражение для поляризованности (2), которая линейно определяется резонансной вариацией инверсной заселенности $(1 - n)$ и определяет нелинейное (в силу насыщения n) смещение частоты поля. Поле развивающихся при сбросе инверсии импульсов довольно велико по пиковой мощности, поэтому далее в системе (3) величиной фактора A будем пренебрегать. В схеме расчета генерации обычно исходят из существования начального минимального уровня мощности и рассматривают случай усиления слабого сигнала на резонансной частоте, определяя этот уровень в начальных условиях. Динамическая модель (2) поэтому формально упрощается, и в результате масштабирования временной координаты и переменных поля путем замены:

$$\tau = \frac{t}{T_2}, \quad e = \frac{\mu}{\hbar} T_2 E,$$

а также введения параметров $\kappa = T_2/\tau_R$, $\tau_R = \hbar c \epsilon_0 (\eta + 1) \mu^2 Nl\omega$, $\beta = 2\pi\Delta\alpha Nl\omega / (\eta + 1)c$, расчетная кинетическая схема генерации для случая точного резонанса ($\omega = \omega_0$) представляется автономной системой нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \left[\frac{\kappa n}{1 + \beta^2 (1 - n)^2} - 1 \right] \rho + i\beta\kappa \frac{\rho}{1 + \beta^2 (1 - n)^2} \left[n(1 - n) - \frac{1}{2} |\rho|^2 \right], \quad (4)$$

$$\frac{dn}{d\tau} = -\frac{\kappa |\rho|^2}{1 + \beta^2 (1 - n)^2}, \quad S = |e_r|^2 = \frac{\kappa^2 |\rho|^2}{1 + \beta^2 (1 - n)^2},$$

где S – нормированная интенсивность генерации. Временной параметр τ_R известен как время

сверхизлучения (в отсутствие релаксации им определяется длительность импульса СИ [7]), безразмерная величина κ принимает смысл показателя усиления слоя.

Следует сразу отметить, что в уравнениях для вероятностной переменной инверсной заселенности, входящих в систему (3) или (4), отсутствует релаксационная компонента, описывающая спонтанные переходы – в схеме возможны только вынужденные переходы (со сбросом инверсии). Также не включена составляющая, характеризующая возможность обратимости населенности, то есть, например, нарастания инверсии в процессе накачки. Поэтому решением (3) или (4) для вынужденного излучения должны быть непрерывные кривые, описывающие ограниченные во времени изолированные единичные выбросы интенсивности.

Отметим далее, что при рассмотрении кинетики оптических когерентных эффектов, то есть динамики когерентного излучения без адиабатического исключения поляризованности, удобно применять формализм вектора Блоха [8]. Координаты вектора Блоха рассматриваются соответственно как $\text{Re}\rho$, $\text{Im}\rho$, n . В этих переменных несложно записать интеграл системы (4), представляемый в виде нелинейного алгебраического соотношения:

$$|\rho|^2 + n^2 = 1 - \frac{2}{\kappa}(1-n) - \frac{2\beta^2}{3\kappa}(1-n)^3. \quad (5)$$

Равенство (5) интересно тем, что фактически выражает формулировку закона сохранения вектора Блоха с учетом специфики рассматриваемых эффектов однородного и автомодуляционного уширения спектральной линии усиления. В плоскости переменных $(|\rho|, n)$ уравнением (5) описывается замкнутая кривая (в отсутствие эффектов уширения “классическому” или исходному аналогу (5), то есть уравнению $|\rho|^2 + n^2 = 1$ [8], соответствует окружность с радиусом 1). Нетрудно убедиться, что минимальное значение $n_{\min} > -1$, то есть, в анализируемом случае из-за уширения полного сброса инверсии при формировании выброса интенсивности вынужденного излучения не происходит. В случае усложняющего эффект уширения нелинейного автомодуляционного смещения центра линии сброс инверсии должен быть еще в меньшей степени результативен. Пиковая мощность высвечиваемого импульса, соответственно, должна понижаться.

Аналитическое решение системы и расчет временной развертки излучения

Соотношение (5) дает возможность записать уравнение для инверсной населенности из системы (4) в виде:

$$\kappa \frac{d\tau}{dn} = - \frac{1 + \beta^2(1-n)^2}{(1-n) \left[1 - 2/\kappa + n - 2\beta^2(1-n)^2/3\kappa \right]},$$

и в неявном виде получить его решение:

$$2(\kappa-1)\tau + F = \ln(1-n) - \frac{3\kappa-2}{2} \ln \left[1 + n - 2/\kappa - 2\beta^2(1-n)^2/3\kappa \right] - \frac{3\kappa-4}{2\sqrt{D}} \ln \frac{\sqrt{D} + 1 + 4\beta^2(1-n)/3\kappa}{\sqrt{D} - 1 - 4\beta^2(1-n)/3\kappa}, \quad D = 1 + \frac{16}{3} \left(\frac{\beta}{\kappa} \right)^2 (\kappa-1). \quad (6)$$

Здесь F – константа интегрирования, в расчетах ее можно положить равной нулю. Особенностью вычисления зависимостей $n(\tau), |\rho(\tau)|$, а также $S(\tau)$ в рамках использованного приближения является то, что выражение (6) допускает параметрический расчет. Из соотношения (5) следует, что в момент, когда достигнута полная инверсия, то есть $n_{\max} = 1$, а это и выполняется в начальный момент ($n(\tau=0) = 1$), резонансная поляризованность равна нулю – $|\rho(\tau=0)| = 0$. По мере фазировки диполей и нарастания, а затем снижения поляризованности, происходит формирование импульса и, соответственно, сброс инверсии до значения n_{\min} , устанавливаемого решением (5). Расчет зависимости, выражаемой (6), в пределах $(n_{\min}, 1)$ изменения n как непрерывно нарастающего параметра и параллельный расчет поляризованности $|\rho(\tau)|$ согласно (5) или нормированной интенсивности

$$S = \frac{\kappa^2(1-n)}{1 + \beta^2(1-n)^2} \left[1 + n - \frac{2}{\kappa} - \frac{2\beta^2}{3\kappa}(1-n)^2 \right] \quad (7)$$

(как функций n) дает возможность построить временную картину излучения.

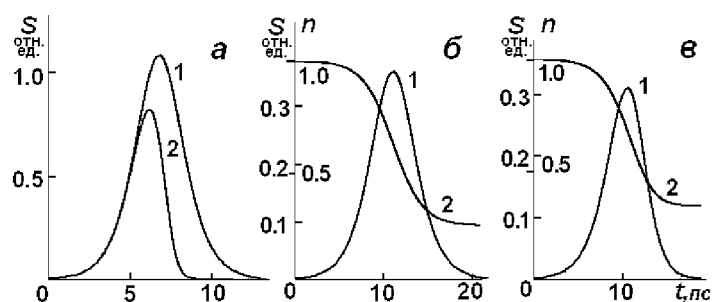


Рисунок 1. Зависимость интенсивности (*a* – кривые 1, 2; *б, в* – кривые 1) и инверсной заселенности (*б, в* – кривые 2) от времени; $T_2 = 5 \cdot 10^{-12}$ с;
a – $\kappa = 1.6$, $\beta = 0$ (кривая 1), $\beta = 0.1$ (2);
б – $\kappa = 1.5$, $\beta = 0$; *в* – $\kappa = 1.5$, $\beta = 0.08$

Примеры расчета временного хода нормированной интенсивности S и вероятностной переменной инверсной заселенности n на основе (6), (7) приведены прежде всего на рисунке 1. На фрагменте 1, *a* принципиально сравниваются форма, продолжительность и развиваемая пиковая амплитуда импульсов для случая только однородного уширения и для случая автомодуляционного смещения, вызванного квазирезонансной поляризуемостью. Зависимости на фрагментах 1, *б* и 1, *в* на фоне различия формы импульсов в обоих случаях демонстрируют разницу в темпе и уровне сброса инверсии.

Расчеты (6), (7) по параметрам и коэффициентам примерно соответствовали масштабу исследуемого явления – вынужденного излучения и особенностей уширения его спектральной линии в режиме высвечивания коротких световых импульсов, происходящем в тонких слоях полупроводниковых квантоворазмерных структур. Значения параметров выбирались из известного по литературным источникам [15, 16] диапазона: $\mu \sim 1.0 \dots 1.3 \cdot 10^{-28}$ Кл·м, $N \sim 4 \dots 8 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $\Delta\alpha \sim 4 \dots 7 \cdot 10^{-21}$ см³, $\lambda \sim 1.25 \dots 1.3 \cdot 10^{-6}$ м. Излучаемая интенсивность должна находиться примерно в пределах $1 \dots 10 \cdot 10^7$ Вт/м².

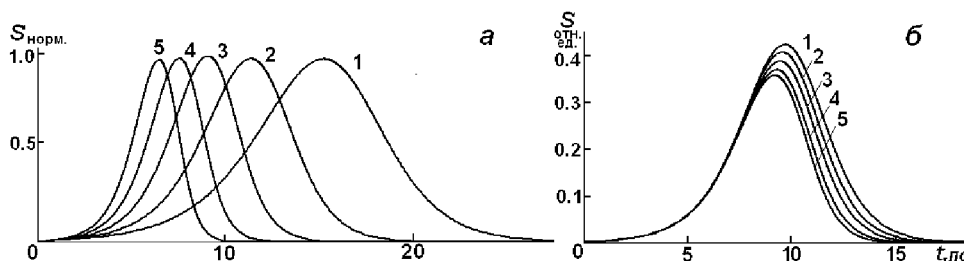


Рисунок 2. Зависимость интенсивности (на фрагменте *a* – нормированной по отношению к пиковой мощности, соответствующей кривой 1) от времени; $T_2 = 5 \cdot 10^{-12}$ с;
a – $\kappa = 1.4$ (кривая 1), 1.55 (2), 1.7 (3), 1.85 (4), 2.0 (5), $\beta = 0.07$;
б – $\kappa = 1.75$, $\beta = 0.03$ (1), 0.04 (2), 0.05 (3), 0.07 (4), 0.08 (5)

Сразу отметим, что влияние квазирезонансной поляризуемости должно проявляться в особом изменении формы рассчитываемого всплеска интенсивности – импульс приобретает асимметрию фронтов. Примеры расчетов, проведенные для детализации выводов об этом изменении, приведены на рисунке 2. Судя по ходу кривых на фрагменте 2, *a*, характерное для возникающей асимметрии сокращение заднего фронта должно сильнее проявляться при большем уровне усиления, устанавливаемом за счет изменения неравновесной концентрации экситонов. Согласно иллюстрированным на фрагменте рисунка 2, *б* вариантам расчета (6), (7) для различных значений дефекта поляризуемости $\Delta\alpha$, с увеличением уровня автомодуляционного смещения относительно снижается пиковая мощность импульса и сильнее “обрезается” его задний фронт. Общей причиной отмеченных изменений является нелинейная отстройка частоты, на которой происходит

вынужденное излучение, от центра линии усиления и соответствующее снижение эффективного усиления, которое, естественно, максимально в резонансе. Это снижение в силу особенностей динамики расфазировки поля и поляризации в условиях нелинейности неоднородно на времени продолжительности импульса.

Динамика частотной отстройки, как следует из уравнения для поляризации в схеме [4], описывается изменением его мнимой составляющей. Смещение частоты как функция времени может быть выражено формально зависимостью от инверсной заселенности:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi T_2} \frac{\kappa\beta(1-n)}{1+\beta^2(1-n)^2} \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{1-n}{2} + \frac{\beta^2}{3\kappa}(1-n)^2 \right]$$

и параметрически рассчитано совместно с (6).

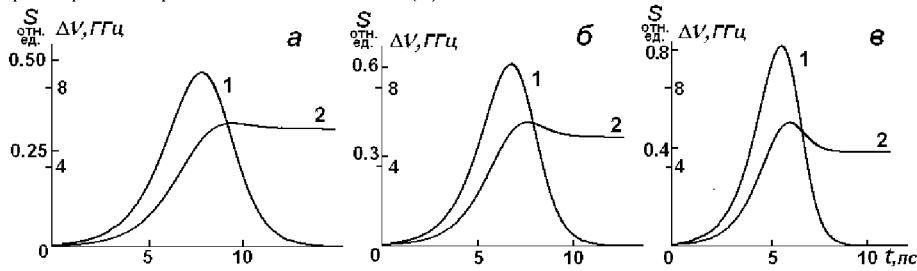


Рисунок 3. Форма импульсов (кривые 1) и динамика дрейфа частоты (кривые 2);

$$T_2 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ с};$$

$$a - \kappa = 1.73, \beta = 0.07; \quad б - \kappa = 1.85, \beta = 0.075; \quad в - \kappa = 2.0, \beta = 0.082$$

Рисунок 3 иллюстрирует ход автомодуляционной частотной отстройки на фоне развивающегося всплеска мощности для разного уровня усиления. Сдвиг частоты характеризует дефазировку поля и поляризации, величина этого дрейфа при использованных модельных параметрах может составлять до десятка гигаГерц. В области заднего фронта импульса отмечается максимум, и далее величина отстройки выходит на насыщение, поскольку, в основном, определена резонансной вариацией инверсии.

Получение фазово-модулированных импульсов, вообще, представляет нетривиальную экспериментальную задачу. В этой особенности динамики световых импульсов заложена возможность дальнейшего их преобразования в направлении изменения формы и сокращения длительности. В многокаскадной схеме преобразования импульсов обычно используют селективные по частоте устройства, которые позволяют ограничивать фронты развития излучения с сильными проявлениями фазовой модуляции, которую могут стимулировать активными средствами. В этом случае задача может быть решена в рамках применения следствий автомодуляционных явлений – за счет собственной нелинейности, реализующейся в области резонанса усиления (поглощения) и безынерционной по отношению к интенсивности.

Заключение

Проведенное моделирование и аналитическая оценка динамики вынужденного излучения в приближении особо тонкого слоя инверсной среды позволили характеризовать зависимость формирования коротких световых импульсов от материальных параметров в условиях относительно быстрых процессов резонансного взаимодействия излучения. Условия СИ создать в реальных средах довольно сложно. Процессы уширения неизбежно сопровождают его ход и снижают эффективность характерной для него самофазировки диполей. В так называемых плотных резонансных средах в этом отношении действенно также фазовое смещение, обусловленное диполь-дипольным взаимодействием [11], влияние которого с учетом рассматриваемых факторов представляет предмет отдельного изучения. Когерентность высвечиваемого поля и поляризованности тонкого слоя, частично нарушаемая процессами уширения, включая автомодуляционные, позволяет считать явление вынужденного излучения с его рассмотренными выше особенностями, близкими к СИ, и представлять как основу способа получения сверхкоротких импульсов с относительно невысокой пиковой мощностью в элементах пониженной размерности.

В диапазоне ИК частот до сих пор отмечается отсутствие электрооптических материалов, позволяющих применять стандартные методы модуляции добротности и сокращения длительности импульсов. Поэтому в настоящее время исследование лазерной генерации интенсивно развивается применительно к технологиям формирования коротких и сверхкоротких импульсов именно в этой спектральной области. Результаты приведенных в статье расчетов динамики излучения с фазовой автомодуляцией будут полезными для разработки методов получения или профилирования сверхкоротких световых импульсов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Timoschenko, E. V.* Resonance reflection of light by a thin layer of a dense nonlinear medium / E. V. Timoschenko, V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich // *Technical Physics*. – 2013. – Vol. 58, No 2. – P. 251–254.
2. *Афоненко, А. А.* Оптические свойства и генерация излучения в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах : дисс. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.21 / А. А. Афоненко. – Минск : Институт физики НАН Беларуси, 2009. – 200 с.
3. *Петров, Н. С.* Лазерная генерация тонких инверсных слоев / Н. С. Петров, А. Б. Зимин // *Журн. прикл. спектр.* – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 69–73.
4. *Васильев, П. П.* Роль сильного усиления среды в возникновении сверхизлучения и наблюдения когерентных эффектов в полупроводниковых лазерах / П. П. Васильев // *Квант. электрон.* – 1999. – Т. 29, № 1. – С. 4–8.
5. *Васильев, П. П.* Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах / П. П. Васильев, Р. В. Пенти, И. Х. Уайт // *Квант. электрон.* – 2012. – Т. 42, № 12. – С. 1081–1086.
6. *Захаров, С. М.* Оптоэлектронные интегральные схемы с применением вертикально излучающих лазеров // С. М. Захаров, В. Б. Федоров, В. В. Цветков // *Квант. электрон.* – 1999. – Т. 28, № 3. – С. 189–206.
7. *Гадомский, О. Н.* Эхо-спектроскопия поверхности / О. Н. Гадомский, Р. А. Власов. – Минск : Наука і тэхніка, 1990. – 216 с.
8. *Аллен, Л.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Дж. Эберли. – Москва : Мир, 1978. – 224 с.
9. *Юревич, Ю. В.* Импульсы сверхизлучения в тонком инверсном слое / Ю. В. Юревич, В. А. Юревич // *Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. Сер. В. Прыродазнаўчыя навукі.* – 2015. – № 2 (46). – С. 45–52.
10. *Юревич, В. А.* Об особенностях отражения света от тонкого слоя нелинейной среды / В. А. Юревич // *Квантовая электроника.* – 1994. – Т. 21, № 10. – С. 959–961.
11. Local-field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two-level system / A. A. Afanas'ev [et al.] // *Phys. Rev. A*. – 1999. – Vol. 60, № 2. – P. 1523–1529.
12. *Юревич, Ю. В.* Светомодуляционные свойства приповерхностных резонансно поляризуемых слоев : дисс. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / Ю. В. Юревич. – Гомель : ГГУ имени Ф. Скорины, 2017. – 168 с.
13. *Рупасов, В. И.* О граничных задачах в нелинейной оптике резонансных сред / В. И. Рупасов, В. И. Юдсон // *Квант. электрон.* – 1982. – Т. 9, № 11. – С. 2179–2186.
14. *Башаров, А. М.* Тонкая пленка двухуровневых атомов – простая модель оптической бистабильности и самопульсаций / А. М. Башаров // *ЖЭТФ.* – 1988. – Т. 94, вып. 9. – С. 12–18.
15. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Ж. И. Алферов [и др.] // *ФТП.* – 1998. – Т. 32, № 4. – С. 385–410.
16. *Garmire, E.* Resonant optical nonlinearities in semiconductors / E. Garmire // *IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron.* – 2000. – Vol. 6, № 6. – P. 1094–1110.

Поступила в редакцию 08.05.2018 г.

Контакты: va_yurevich@mail.ru (Юревич Владимир Антонович)

Yurevich V. RADIATION EMISSION BY THIN INVERTED LAYER OF MEDIUM WITH QUASIRESONANT POLARIZATION.

With the uniform field approximation the analytical solutions of equations of lasing in the shape of phase modulation pulses are received. The lasing is arising in an inverted subsurface thin layer of the gain medium with a complicated power structure of elementary atom dipoles. Taking into account the extremity of time of dipolar particles phase relaxation and light absorption in quasiresonant transitions the Bloch vector conservation law is formulated.

Keywords: thin layer of resonant atoms, coherent interaction, resonant optical nonlinearity, ultra-short light pulses, nonlinear frequency drift.