

УДК 621.873

## ИМПУЛЬСЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОМ СЛОЕ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

В.А. Юревич

*Могилёвский государственный университет продовольствия*

## SUPERRADIATION PULSES IN A THIN LAYER OF DENSE RESONANT MEDIUM

V.A. Yurevich

*Mogilev State University of Food Technologies*

В приближении однородного поля получены аналитические решения уравнений Максвелла – Блоха для поля, излучаемого тонким слоем среды с относительно высокой концентрацией активных центров. Решениями описываются импульсы сверхизлучения с фазовой модуляцией, обусловленной резонансной нелинейностью. Модельный расчёт проведен для параметров сред на основе полупроводниковых квантоворазмерных структур. С учётом конечности времени фазовой релаксации дипольных частиц, диполь-дипольного взаимодействия и влияния квазирезонансных переходов на резонансную поляризуемость активных центров формулируется новая модификация закона сохранения вектора Блоха.

**Ключевые слова:** плотная резонансная среда, тонкие оптические плёнки, диполь-дипольное взаимодействие, квазирезонансная поляризация.

In the homogeneous field approximation analytical solutions of the Maxwell – Bloch equations for the field emitted by a thin layer of a medium with a relatively high concentration of active centers are obtained. The solutions describe pulses of superradiance with phase modulation due to resonance nonlinearity. A model calculation was carried out for the parameters of media based on semiconductor quantum-dimensional structures. Taking into account the finiteness of the dipole particles phase relaxation time, dipole-dipole interaction, and absorption in quasi-resonance transitions, new modification of the law of Bloch vector conservation is formulated.

**Keywords:** dense resonant medium, thin optical films, dipole-dipole interaction, quasi-resonance polarization.

### Введение

Потребности развития интегральной оптики, поиск новых эффектов с целью создания оптических систем обработки, хранения и передачи информации, традиционные задачи спектроскопии поверхности стимулируют разносторонние исследования оптических явлений, связанных с эволюцией электромагнитного излучения в тонком слое резонансной среды. Работы, посвящённые изучению нелинейного взаимодействия света с тонкими плёнками резонансных атомов, известны относительно с недавнего времени и свидетельствуют о довольно нетривиальных свойствах этих объектов [1]–[3]. Благодаря успехам технологии в последние годы стало возможным создание тонкоплёночных структур практически из любого полупроводникового материала и любой толщины с высокой плотностью активных центров. Именно поэтому свойствами образованных квантовыми точками тонкослойных полупроводниковых структур, которые относят к плотным резонансным средам, был вызван особый интерес к изучению явлений в квазидвумерных суперкристаллах, перспективных к применению в нанофотонике [4].

В формировании отклика плотных резонансных сред на излучение особо сказывается влияние на нелинейную восприимчивость

диполь-дипольного взаимодействия и существования в энергетической структуре активных центров переходов, близких к основному и способных реагировать на резонансное излучение [3], [5], [6]. Квантовые переходы с участием экситонов характеризуются гигантскими силами осциллятора, что может приводить к формированию нелинейного отклика планарных микро- или наносистем при умеренных уровнях интенсивности действующего в среде поля когерентного излучения [7]. Для квантоворазмерных структур характерны разнообразные механизмы нелинейности, малые времена релаксации и большие значения оптических нелинейностей, поэтому следует ожидать более яркого проявления указанных эффектов именно в полупроводниковых тонких плёнках. Поверхностные плёнки из активных материалов с сильным нелинейным откликом на резонансное световое поле в диапазоне оптических частот можно эффективно использовать в пассивных устройствах нанофотоники для управления световыми потоками [8].

Поэтому представляется актуальным исследование закономерностей отражения и излучения когерентного светового тонкой полупроводниковой пленкой при учёте оптических процессов с участием экситонов. Известно также, что в тонких резонансных слоях могут быть реализованы

режимы самовозбуждения [9]. Это явление перспективно к использованию для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающий элемент представляет собой тонкий слой резонансной среды, в которой возможно достичь высокого уровня инверсии. Именно такие среды представлены используемыми в оптике и лазерной физике квантоворазмерными полупроводниковыми структурами. Обоими предлагаемыми к рассмотрению эффектами – диполь-дипольным взаимодействием и реакцией на поле переходов – близких к основному, по мере резонансных вариаций населённости определяется смещение центра и уширение спектральной линии усиления. В настоящей работе рассмотрено влияние этих факторов нелинейной фазовой динамики на процесс сверхизлучения (СИ) в приближении сверхтонкого слоя резонансных атомов. Фазовыми эффектами определена возможность возникновения динамической обратной связи, поэтому применительно к тонким усиливающим элементам следует говорить именно о генерации с характерностью процесса СИ.

### 1 Кинетическая модель эффекта

Переизлучённое поляризованными атомами тонкого слоя оптическое поле в силу однородности представляется результатом когерентного эффекта СИ и развивается в процессе взаимного согласования фаз (фазировки) элементарных излучателей, образующих активную среду, через высвечиваемое ими поле. Установление коллективного СИ-состояния в результате фазировки активных диполей подразумевает возникновение макроскопической поляризации, которая предполагает формирование упорядоченного состояния в ансамбле диполей [10]. Для возникновения СИ среда должна быть максимально инвертирована, возможность обратного процесса изменения населённости при формировании поля СИ (за счёт действия накачки) не рассматривается. В полупроводниковых средах СИ происходит как коллективная спонтанная рекомбинация [11]. 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. Процесс фазировки диполей, обуславливающий СИ, оптимален для условий резонанса. Естественный разброс диполей происходит за счёт их взаимодействия с атомами матрицы материала, его характерное время называют временем поперечной (фазовой) релаксации перехода ( $T_2$ ), обратной ему величиной определена полуширина спектральной линии резонансного поглощения (усиления). Отстройка резонанса, вызванная действенностью ближних полей диполей, и уширение линии, характерное

для присутствия квазирезонансной поляризации, неизбежно влияют на ход процесса фазировки, снижая её эффективность. Оба процесса следует рассматривать в качестве причин автомодуляционного уширения спектральной линии, которое зависит от населённости, насыщаемой излучением. Постановка задачи об энергообмене среды и светового поля в процессе СИ в условиях существования этих факторов нелинейности, безусловно, вполне правомерна.

В основу анализа динамики СИ положен известный вариант оптических уравнений Максвелла – Блоха для квазистационарных огибающих светового поля  $E$  и вероятности поляризованности  $\rho$ , формулируемый в приближении сверхтонкого слоя резонансных атомов [1]. Далее он записан, следуя представлениям обобщённой двухуровневой схемы: поляризованность в соответствии с целью исследования включает квазирезонансную составляющую поляризации. Результирующая медленная огибающая может быть записана в виде, предложенном и использованном в [4]:

$$P(t) = N [i\mu\rho + 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0(n-1)E], \quad (1.1)$$

где  $\rho$  и  $n$  – вероятностные переменные резонансной поляризованности и инверсионной заселённости (значения этих величин в пересчёте на один активный центр),

$N$  – плотность активных центров (в единице объёма),

$\mu$  – средняя величина их дипольного момента,

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

Уравнения модифицированы аналогично [12], [13] для приповерхностного планарного слоя плотной резонансной среды. В итоге масштабирования переменных и материальных параметров слоя кинетическая схема генерации для случая формального резонанса (совпадения центральной частоты линии усиления  $\omega_0$  с несущей частотой светового поля  $\omega$ ) представляется системой нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \left[ \frac{n}{\tau_r} \frac{1-\gamma\beta(1-n)}{1+\beta^2(1-n)^2} - \frac{1}{T_2} \right] \rho - \\ &\quad - \frac{i}{\tau_r} \frac{\gamma-\beta(1-n)}{1+\beta^2(1-n)^2} n\rho, \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{1}{\tau_r} \frac{1-\gamma\beta(1-n)}{1+\beta^2(1-n)^2} |\rho|^2, \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$S = \left| \frac{\mu}{\hbar} T_2 E \right|^2 = \left( \frac{T_2}{\tau_r} \right)^2 \frac{[1-\gamma\beta(1-n)]^2}{1+\beta^2(1-n)^2} |\rho|^2,$$

где  $S$  – нормированная плотность излучения, которая определена компонентом резонансного отражения, называемого сверхизлучательным [1].

$\tau_R = \hbar c \epsilon_0 / \mu^2 N l \omega_0$  – характерный для процесса вынужденного излучения параметр, обычно именуемый временем сверхизлучения [10].

Влияние ближних полей диполей на поляризуемость активных центров рассмотрено в рамках учёта локальной поправки Лоренца к действующему полю. Нормирующий коэффициент  $\gamma$  в компонентах системы (1.2), обусловленных учётом локальной поправки, пропорционален отношению длины волны  $\lambda$  поля СИ и толщины слоя  $l$ . Фактор квазирезонансной поляризации, вызывающей автомодуляционное уширение поля, в представлении (1.1) зависит от резонансной вариации инверсии  $(1-n)$  и учитывается в уравнениях (1.2) компонентами с коэффициентом  $\beta = 2\pi \Delta \alpha \epsilon_0 \hbar / \mu^2 T_2$ , иногда называемым параметром резонансной нелинейной рефракции (в усиливающих средах на основе полупроводников – фактором Хенри). Характерный параметр сверхизлучения  $\tau_R$  обратно пропорционален поверхностной концентрации  $Nl$ , с увеличением концентрации возрастает резонансный (ненасыщенный) уровень усиления, оцениваемый показателем  $\kappa = T_2 / \tau_R$ . Одновременно возрастает пропорциональный объёмной концентрации  $N$  параметр  $\gamma / \tau_R$  в мнимом (фазовом) слагаемом в уравнении для  $\rho$ . Величиной  $\gamma / \tau_R$  определяется нелинейная отстройка резонанса, порождаемая диполь-дипольным взаимодействием и изменяющаяся по мере сброса инверсии в процессе СИ.

Нетрудно показать, что интеграл системы (1.2) представляет соотношение:

$$|\rho|^2 + n^2 = 1 + \frac{1-n}{\kappa\gamma^2} [2 - \beta\gamma(1-n)] + 2 \frac{1+\gamma^2}{\kappa\beta\gamma^3} \ln[1 - \beta\gamma(1-n)]. \quad (1.3)$$

В задаче о сверхизлучении, традиционно решаемой для протяжённой среды и в пренебрежении спонтанными процессами фазовой релаксации, подобное равенство записывается в виде (см., например, [10]):  $|\rho|^2 + n^2 = 1$ . Его именуют законом сохранения вектора Блоха. В рассматриваемом случае соотношением (1.3) выражена модификация этого закона сохранения при учёте фазовой релаксации и в условиях действительности механизмов нелинейности, приводящей к дефазировке элементарных диполей. Аналитическая формулировка аналога закона в иной физической ситуации возможна при допущении продольно-однородного поля в инверсном слое. Соотношение (1.3) указывает на изменение пределов вариаций вероятности инверсии в условиях дефазировки.

## 2 Решение для инверсии и расчёт временной развёртки излучения

Проявление двух противоположных тенденций – фазового согласования активных диполей

в ходе вынужденного излучения (с формированием светового выброса) и их дефазировки по мере сброса инверсии в динамике процесса СИ – может существенно изменить его ход. Определяющий динамику излучения сброс инверсии из-за нелинейной расфазировки диполей должен быть менее результативным. Соответственно, может измениться профиль высвечиваемого импульса интенсивности и его пиковая мощность.

Для оценки этих изменений запишем систему (1.2) для определяющей плотность излучаемого поля переменной  $|\rho(t)|^2$  и инверсии  $n(t)$  в пренебрежении релаксационным членом в уравнении для поляризованности:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} |\rho|^2 &= 2 \frac{n}{\tau_R} \frac{1 - \gamma\beta(1-n)}{1 + \beta^2(1-n)^2} |\rho|^2, \\ \frac{dn}{dt} &= - \frac{1}{\tau_R} \frac{1 - \gamma\beta(1-n)}{1 + \beta^2(1-n)^2} |\rho|^2. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Интегралом системы (2.1) является простое соотношение, совпадающее с традиционной записью закона сохранения вектора Блоха [10]:  $|\rho(t)|^2 + n^2(t) = 1$ . Его использование даёт возможность записать решение уравнения для инверсионной заселённости из системы (2.1) в неявном виде:

$$\begin{aligned} \frac{t}{\tau_R} + C &= \frac{1}{2} \ln \frac{1-n}{1+n} - \beta \frac{\gamma - 2\beta}{1 - 2\beta\gamma} \ln(1+n) + \\ &+ \frac{\beta}{\gamma} \frac{1 + \gamma^2}{1 - 2\beta\gamma} \ln[1 - \beta\gamma(1-n)]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Вычисления временной развёртки инверсии на основе соотношения (2.2) удобно проводить параметрическим расчётом, рассматривая вероятностную переменную  $n$  как линейно нарастающий в пределах  $(-1, 1)$  параметр. Параллельный расчёт нормированной плотности  $S(t)$  из выражения, учитывающего закон сохранения полярного угла вектора Блоха:

$$S = \kappa^2 \frac{[1 - \gamma\beta(1-n)]^2}{1 + \beta^2(1-n)^2} (1-n^2) \quad (2.3)$$

даёт возможность определить форму импульса СИ.

При оценке масштаба явлений (диапазона изменения характеристик излучения и параметров сред), в расчётах исходили, в основном, из известных из литературы, например, из работы [14], параметров сред полупроводниковых квантоворазмерных структур для слоёв субмикронной толщины. Значения интенсивности в пике выброса СИ могут иметь порядок не менее  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> в соответствующем экситонным переходам диапазоне  $\lambda \sim (1.25 \dots 1.30) \cdot 10^{-6}$  м.

Примеры расчёта временного хода нормированной интенсивности  $S$  и вероятностной переменной  $n$  на основе (2.2), (2.3) приведены на рисунке 2.1. Принципиально сравниваются форма, продолжительность и развиваемая пиковая

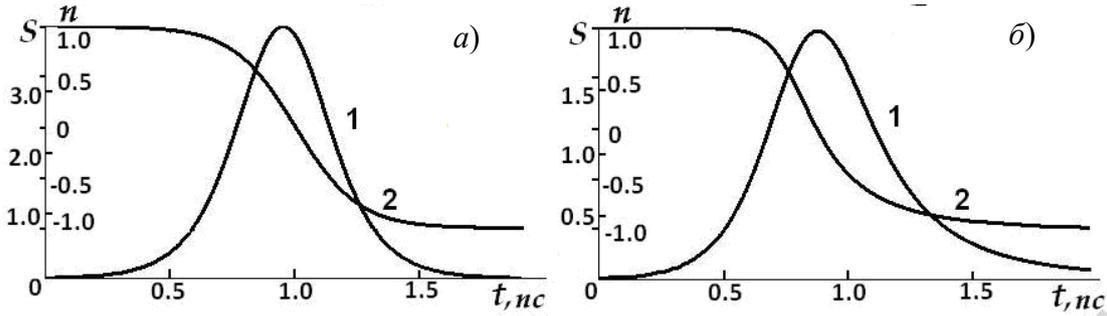


Рисунок 2.1 – Временная развёртка плотности излучения (кривая 1, в относительных единицах) и изменения инверсной населённости (2):  $\beta = 0$  (а),  $0.32$  (б),  $\tau_R = 5.0 \cdot 10^{-13}$  с,  $\gamma = 1.5$

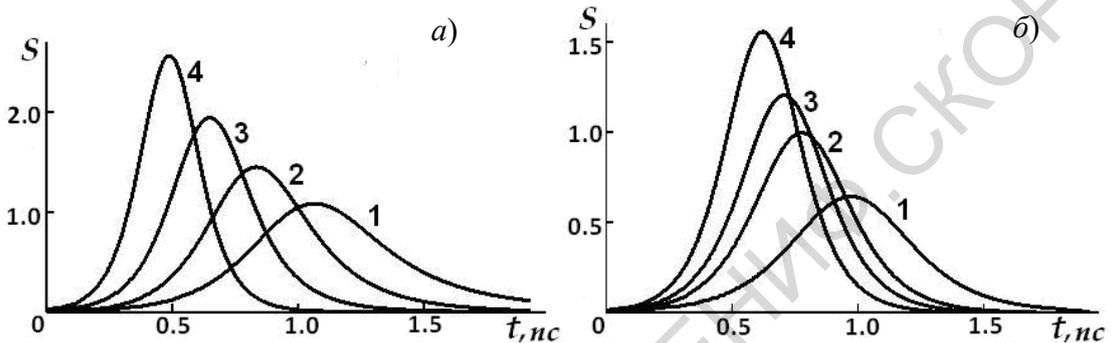


Рисунок 2.2 – Форма импульсов сверхизлучения для разного уровня усиления:  $N = 5.0 \cdot 10^{17}$  (кривая 1),  $6.7 \cdot 10^{17}$  (2),  $8.0 \cdot 10^{17}$  (3),  $1.0 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (4),  $\gamma = 1.5$ ,  $\beta = 0.25$  (а);  $N = 8.0 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma = 1.5$  (1),  $1.8$  (2),  $2.4$  (3),  $3.0$  (4),  $\beta = 0.20$  (б)

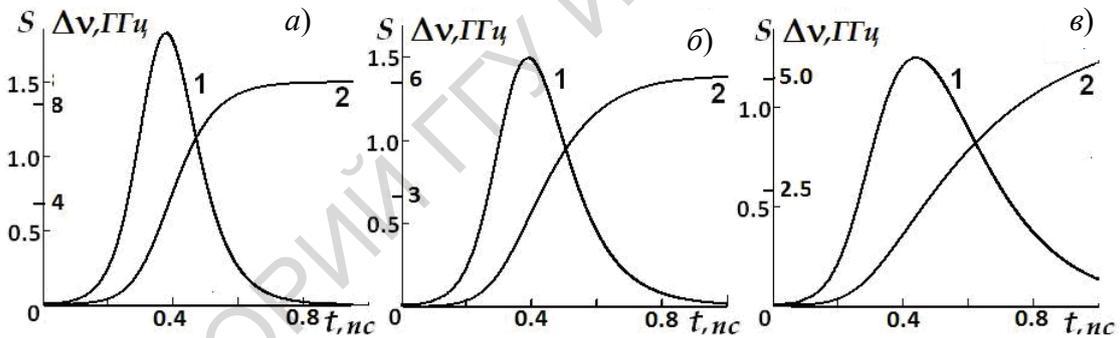


Рисунок 2.3 – Форма импульсов (кривые 1) и динамика дрейфа частоты (кривые 2);  $\beta = 0.05$  (а),  $0.08$  (б),  $0.12$  (в),  $N = 7.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma = 3.2$ ,  $T_2 = 5 \cdot 10^{-12}$  с

амплитуда импульсов для «классического» варианта СИ (в отсутствие фазовых эффектов, на рисунке 2.1, а) и в случае автомодуляционного смещения резонанса (2.1, б). Зависимости на фоне различия формы и пиковой мощности выбросов в обоих случаях демонстрируют разницу в темпе сброса инверсии.

Представлялось интересным провести расчёты для разных значений показателя усиления  $\kappa = T_2 / \tau_R$ . Этот параметр может изменяться при вариациях концентрации  $N$  в среде слоя, а также за счёт изменения его толщины  $l$  (в пределах сделанных допущений). Сравнение кривых на рисунках 2.2, а и 2.2, б показывает на увеличение асимметрии высвечиваемых импульсов в первом случае относительного нарастания

параметра усиления, одновременно с увеличением достигнутого к началу процесса СИ усиления возрастает и уровень фазовой модуляции излучаемого поля, ввиду того, что в условиях высокой плотности  $N$  сильнее сказывается диполь-дипольное взаимодействие.

Динамика частотной отстройки, как следует из уравнения для вероятности поляризованности в схеме (2.1), описывается скоростью изменения его фазовой составляющей. Смещение частоты как функция времени может быть выражено формально зависимостью от инверсной заселённости:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_R} \frac{\gamma - \beta(1-n)}{1 + \beta^2(1-n)^2} n$$

и параметрически рассчитано совместно с (2.2).

Рисунок 2.3 иллюстрирует ход автомодуляционной частотной отстройки на фоне развивающегося асимметричного всплеска мощности для уровня модуляции, определяемого различием материального параметра, различия поляризуемости на уровнях основного перехода при постоянстве параметра модуляции  $\gamma$ . Сдвиг частоты характеризует дефазировку поля и поляризации, величина этого дрейфа при использованных модельных параметрах может составлять до десятка гигаГерц. В области заднего фронта импульса величина отстройки выходит на насыщение, поскольку, в основном, определена резонансной вариацией инверсии.

Получение фазово-модулированных импульсов представляет нетривиальную экспериментальную задачу. В этой особенности динамики световых импульсов заложена возможность дальнейшего их преобразования в направлении изменения формы и сокращения длительности. В последовательной многоэлементной 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 счёт собственной нелинейности, реализующейся в области резонанса усиления (поглощения) и безынерционной по отношению к интенсивности.

### Заключение

Для тонкого слоя среды с относительно высокой концентрацией активных центров проанализированы закономерности развития когерентного эффекта сверхизлучения. Проведена модификация соотношения, выражающего закон сохранения вектора Блоха, в случае учёта диполь-дипольного взаимодействия и квазирезонансной поляризации. В приближении однородного поля получено аналитическое решение системы уравнений Максвелла–Блоха для инверсной заселённости, позволяющее также провести аналитический расчёт формы импульса СИ и динамики автомодуляционного дрейфа его несущей частоты.

Проведенные расчётные оценки влияния нелинейных эффектов на процесс СИ значимы для разработки методов получения или профилирования сверхкоротких световых импульсов. Следует отметить, что импульсы, в случае проявлений, типичных для резонансного взаимодействия светового поля со средой тонких слоёв, фазово-модулированы, что даёт возможность эффективного изменения их формы и сокращения длительности в многокаскадных схемах усиления.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Benedict, M.G.* Coherent reflection as super-radiation from the boundary of a resonant medium /

*M.G. Benedict, E.D. Trifonov // Phys. Rev. A. – 1990. – Vol. 38, № 6. – P. 2854–2862.*

2. *Гадомский, О.Н.* Эффект ближнего поля в сверхтонкой плёнке резонансных атомов / *О.Н. Гадомский, С.В. Сухов // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 6. – С. 529–534.*

3. *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.*

4. *Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: Emerging multistability, periodic and aperiodic self-oscillations, chaos, and transient chaos / I.V. Ryzhov [et al.] // Phys. Rev. A. – 2019. – Vol. 100. – P. 033820–1–15.*

5. *Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field / J.J. Maki [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, № 8. – P. 972–975.*

6. *Garmire, E.* Resonant optical nonlinearities in semiconductors / *E. Garmire // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. – 2000. – Vol. 6, № 6. – P. 1094–1110.*

7. *Хаджи, П.И.* Особенности взаимодействия УКИ лазерного излучения с тонкой пленкой полупроводника / *П.И. Хаджи, Л.Е. Федоров // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 8. – С. 711–715.*

8. *Vasil'ev, P.P.* SESAM – reflectors for cavities of solid-state pulse lasers / *P.P. Vasil'ev, I.H. White, J. Gowar // Report on Progress in Physics. – 2000. – Vol. 63. – P. 1997–2012.*

9. *Петров, Н.С.* Лазерная генерация тонких инверсных слоёв / *Н.С. Петров, А.Б. Зимин // Журн. прикл. спектр. – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 69–73.*

10. *Аллен, Л.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы / *Л. Аллен, Дж. Эберли – Москва: Мир, 1978. – 224 с.*

11. *Васильев, П.П.* Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах / *П.П. Васильев, Р.В. Пенти, И.Х. Уайт // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42, № 12. – С. 1081–1086.*

12. *Юревич, Ю.В.* Модуляция оптического излучения при отражении тонкой плёнкой плотной резонансной среды / *Ю.В. Юревич, В.А. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 3 (24). – С. 38–45.*

13. *Юревич, В.А.* Излучение тонкого инвертированного слоя в условиях квазирезонансной поляризации / *В.А. Юревич // Веснік МДУ імя А.А. Куляшова. Серія В. Природазнавчі науки. – 2018. – № 2 (52). – С. 62–69.*

14. *Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G. Slepian [et al.] // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 70, № 4. – P. 045320-1–045320-5.*

Поступила в редакцию 08.07.19.