

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

## Антилазер: режим резонансного поглощения или идеальное когерентное поглощение?

Н.Н. Розанов

*Показано, что основная идея недавних исследований "идеального когерентного поглощения" совпадает с опубликованной в 1962 г. А.П. Хапалюком. Обобщение этого подхода для случая слоистых систем с чередованием поглощающих и усиливающих сред требует более тщательного анализа возможных неустойчивостей.*

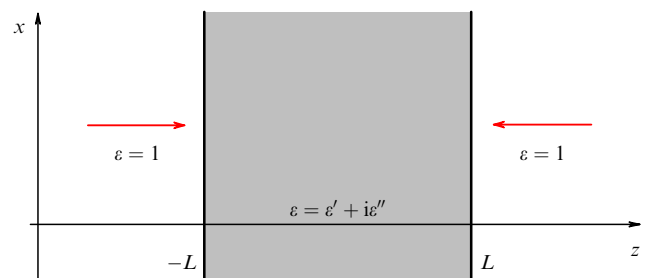
**Ключевые слова:** режим резонансного поглощения, идеальное когерентное поглощение, порог лазерной генерации, абсолютная неустойчивость, конвективная неустойчивость

PACS numbers: 03.65.Ca, 41.20.Jb, 42.79.-e

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.037963>

В 1962 г. белорусский физик Александр Петрович Хапалюк (1925–2010) опубликовал статью [1], в которой он предсказал существование "режима резонансного поглощения". В таком режиме электромагнитное излучение, падающее на объект, полностью поглощается в этом объекте, так что во внешней по отношению к объекту области отсутствует отражённое или рассеянное объектом излучение. В определённой степени этот режим противоположен лазерному, в котором лазер испускает излучение в окружающее пространство, но извне когерентное излучение на него не падает. В [1] анализ проводился для слоя однородной поглощающей среды, на который с противоположных сторон падали волны когерентного монохроматического излучения. В последующей работе [2] А.П. Хапалюк показал, что режим полного резонансного поглощения возможен и в отсутствие резких границ раздела сред, т.е. в поглощающей среде с плавным изменением комплексного показателя преломления.

Для пояснения условий реализации режима рассмотрим упрощённую по сравнению с [1] схему слоя поглощающей немагнитной (магнитная проницаемость  $\mu = 1$ ) среды в вакууме (рис. 1). Слой толщиной  $2L$  характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью среды  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$  ( $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  обозначают соответственно вещественную и мнимую части). На слой слева и справа нормально (вдоль оси  $z$ ) падают плоские монохроматические волны с частотой  $\omega$ .



**Рис. 1.** Схема полного резонансного поглощения. На слой среды, расположенной в области  $-L < z < L$ , из вакуума слева и справа падают волны излучения, которые полностью поглощаются в слое (отсутствуют волны, отражённые или прошедшие через слой поглощающей среды).

Анализ такой схемы проводится стандартно. Напряжённость электрического поля в комплексной форме (опускаем множитель  $\exp(-i\omega t)$ , где  $t$  — время) при нормальном распространении подчиняется скалярному уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z) E = 0. \quad (1)$$

В рассматриваемой схеме

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} 1, & z < -L, \\ \varepsilon' + i\varepsilon'', & -L < z < L, \\ 1, & z > L. \end{cases} \quad (2)$$

Соответственно, решение (1) имеет вид

$$\begin{aligned} E &= A \exp[ik_0(z + L)], & z < -L, \\ E &= B \exp(ikz) + C \exp(-ikz), & -L < z < L, \\ E &= D \exp[-ik_0(z - L)], & z > L. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $A$  и  $D$  — амплитуды волн, падающих из вакуума на слой соответственно на границы  $z = -L$  и  $z = L$ ,  $B$  и  $C$  — амплитуды встречных волн внутри слоя,  $k_0 = \omega/c$  и  $k = k_0 n$  — волновые числа в вакууме и среде слоя,  $c$  — скорость света в вакууме,  $n = (\varepsilon' + i\varepsilon'')^{1/2}$  — комплексный

**Н.Н. Розанов.** Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Биржевая линия 12, 199034 Санкт-Петербург, Российская Федерация; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Кронверкский просп. 49, 197101 Санкт-Петербург, Российская Федерация; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Российская Федерация  
E-mail: nnrosanov@mail.ru

Статья поступила 9 мая 2016 г., после доработки 4 сентября 2016 г.

показатель преломления среды слоя. Выбор ветви квадратного корня здесь непринципиален, так как изменение знака  $n$  равносильно переобозначению  $B \leftrightarrow C$ ; далее, однако, мы большей частью рассматриваем случай слабого поглощения ( $\varepsilon'' > 0$ ) или усиления ( $\varepsilon'' < 0$ ), когда  $\varepsilon' > 1$ ,  $|\varepsilon''| \ll \varepsilon'$  и  $n \approx \varepsilon'^{1/2}[1 + i\varepsilon''/(2\varepsilon')]$ .

Условия непрерывности  $E$  и  $dE/dz$  на границах слоя приводят к соотношениям

$$\begin{aligned} A &= B \exp(-ikL) + C \exp(ikL), \\ A &= n[B \exp(-ikL) - C \exp(ikL)], \\ B \exp(ikL) + C \exp(-ikL) &= D, \\ n[B \exp(ikL) - C \exp(-ikL)] &= -D. \end{aligned} \quad (4)$$

Нетривиальное решение этой однородной системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  возможно, если определитель системы обращается в нуль. Из этого требования получаем

$$\exp(4ikL) = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \quad (5)$$

или

$$\exp\left(2i \frac{\omega}{c} n' L\right) \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} n'' L\right) = \pm \frac{n-1}{n+1}. \quad (6)$$

Отсюда находим

$$2 \frac{\omega}{c} n' L = \pi s + \arg \frac{n-1}{n+1}, \quad 2 \frac{\omega}{c} n'' L = \ln \left| \frac{n+1}{n-1} \right|, \quad (7)$$

где  $s$  — целое неотрицательное число. Отметим, что дробь  $(n-1)/(n+1)$  представляет собой френелевский амплитудный коэффициент отражения на границе слоя  $r$ , так что (5) можно записать в виде, удобном для сравнения с лазерным вариантом (см. ниже):  $\exp(4ikL) = r^2$ . Соотношения (5)–(7) можно интерпретировать как условие взаимного интерференционного гашения волн, непосредственно отражающихся от границ слоя, и волн, прошедших через слой. Из (7) следует, что режим полного резонансного поглощения возможен только при  $n'' > 0$  (среда с поглощением) и при определённом соотношении между коэффициентами преломления и поглощения среды:

$$n' \ln \left| \frac{n+1}{n-1} \right| = n'' \left( \pi s + \arg \frac{n-1}{n+1} \right). \quad (8)$$

Это соотношение для различных значений  $s$  иллюстрирует рис. 2. Отклонения от (8) приводят к появлению входящих от объекта волны. При заданном комплексном показателе преломления  $n$ , удовлетворяющем соотношению (8), из (7) определяется произведение  $(\omega/c)L$ , так что разным толщинам слоя будут отвечать различные значения частоты излучения. Привлекая (4), находим, что амплитуды волн, падающих из вакуума на слой, должны совпадать с точностью до знака:  $D = \pm A$ . Тем самым для реализации режима необходимо, чтобы интенсивности падающих волн были бы равны между собой, их фазы должны быть согласованы, а частота падающего излучения должна определяться толщиной слоя. При наклонном падении вид (8) и других соотношений изменяется.

В [2] отмечалась возможность реализации эффекта и для трёхмерных объектов, а также указывалось на возможные приложения для внутривибрационной спектроскопии, фотохимии, при волновом нагреве, для диагностики плазмы и прецизионной оптической или радиофизической диагностики вещества. Важно также сопоставление в [2]

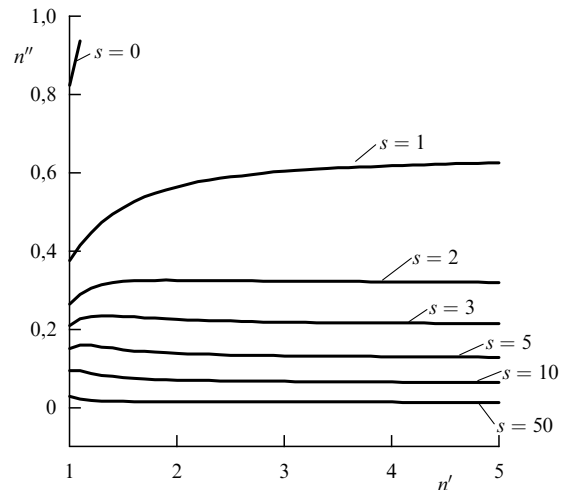


Рис. 2. Соотношение между вещественной и мнимой частями показателя преломления в режиме полного резонансного поглощения излучения.

режима резонансного поглощения порогу лазерной генерации при наличии усиления в слое. Формально это следует из инвариантности уравнений Максвелла для монохроматических волн к одновременной замене усиления поглощением ( $\varepsilon \rightarrow \varepsilon^*$ ) и падающих на слой волн уходящими от него. Действительно, "лазерное" решение уравнения (1) имеет вид (3) при замене  $k_0 \rightarrow -k_0$ . Соответственно, порог генерации имеет место при  $r^2 \exp(4ikL) = 1$ , а вместо (5)–(8) получаем ( $n'' < 0$ )

$$\exp(4ikL) = \left(\frac{n+1}{n-1}\right)^2, \quad (9)$$

$$\exp\left(2i \frac{\omega}{c} n' L\right) \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} n'' L\right) = \pm \frac{n+1}{n-1},$$

$$2 \frac{\omega}{c} n' L = \pi s + \arg \frac{n+1}{n-1}, \quad -2 \frac{\omega}{c} n'' L = \ln \left| \frac{n+1}{n-1} \right|, \quad (10)$$

$$n' \ln \left| \frac{n+1}{n-1} \right| = -n'' \left( \pi s + \arg \frac{n+1}{n-1} \right). \quad (11)$$

Тем самым для пороговых условий генерации можно было бы сделать те же выводы, что и для режима резонансного поглощения. А именно, при фиксированном значении  $n'$  порог достигается при дискретном наборе значений  $n'' < 0$ , причём целочисленным значениям  $s$  можно поставить в соответствие номер продольной моды лазера. При малых коэффициентах усиления уравнение (11) удовлетворяется только при больших значениях  $s$ , которым в силу (10) отвечают большие длины лазера  $2L$ . При отклонении соотношения между показателем преломления и усиления от следующего из (11) частота излучения оказывается комплексной, причём её мнимая часть меняет знак, обращаясь в нуль при выполнении порогового условия (абсолютная неустойчивость безгенерационного режима,  $E = 0$ ). Однако случай усиливающих сред со значительными (бесконечными в теории) поперечными размерами требует более тщательного анализа. С учётом дальнейших, не всегда последовательных обобщений для случая слоистых сред, включающих в себя слои с усилением, необходимо остановиться на этом вопросе подробнее.

Прежде всего напомним, что в лазерной физике понятие порога генерации означает, что при допороговых

коэффициентах усиления безгенерационный режим устойчив. При этом необходимо учитывать возможность не только абсолютной, но и конвективной неустойчивости. Отметим, что в моделях с бесконечными поперечными размерами слоя усиливающей среды весьма "опасными" являются волны, распространяющиеся в поперечных (ортогональных оси  $z$ ) направлениях. Нетрудно увидеть, что в рассмотренном выше "лазерном" варианте задачи, когда показателе преломления слоя (точнее, его вещественная часть) выше, чем у окружающих сред ( $\varepsilon' > 1$ ), порог генерации отвечает нулевому коэффициенту усиления в слое, т.е.  $\varepsilon''_{\text{thr}} = 0$ . Действительно, для наклонного распространения волн с зависимостью напряжённостей поля от поперечной координаты  $x$  вида  $\exp(\pm ikx)$  уравнение Гельмгольца (1) заменяется следующим (случай s-поляризации):

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'(z) + i \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon''(z) \right] E = \kappa^2 E. \quad (12)$$

Будем рассматривать член с мнимой частью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''(z)$  как малое возмущение (малые усиление и/или поглощение, при этом допускается их произвольная зависимость от продольной координаты  $z$ ). Тогда в нулевом приближении (помечаем нижним индексом 0) (12) совпадает с уравнением Шрёдингера для частицы в одномерной потенциальной яме или с уравнением для мод планарного диэлектрического волновода. Величина  $\kappa_0^2$  в нём играет роль собственного значения. При условии  $\varepsilon' > 1$  всегда имеется по крайней мере одно решение с вещественными собственным значением  $\kappa_0^2$  и собственной функцией  $E_0(z)$ . В квантовой механике это отвечает наличию волновой функции дискретного спектра в симметричной прямоугольной квантовой яме со сколь угодно малой глубиной [3]. Тогда в первом порядке теории возмущений поправка к собственному значению оказывается мнимой [4]:

$$\delta \kappa^2 = \frac{i(\omega^2/c^2) \int \varepsilon''(z) E_0^2(z) dz}{\int E_0^2(z) dz}. \quad (13)$$

Поэтому в модели лазера, отвечающей (3), при  $\varepsilon' > 1$  и  $\varepsilon''(z) < 0$  получим, что при  $\kappa' = \text{Re } \kappa > 0$  величина  $\kappa'' = \text{Im } \kappa < 0$ . Тогда при  $x \rightarrow \infty$  возмущение будет неограниченно возрастать, так что имеет место конвективная неустойчивость. Частота  $\omega$  здесь вещественна и произвольна (в пределах контура лазерного усиления).

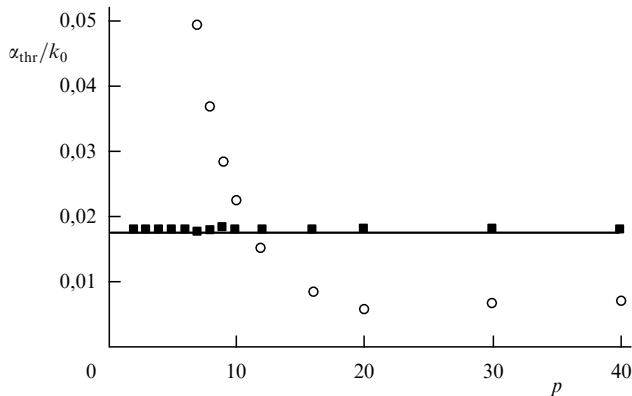
Физический смысл конвективной неустойчивости заключается в неограниченном (в рамках принятой модели) усилении шумов, включая спонтанное излучение — неизбежный спутник лазерного усиления (усиленное спонтанное излучение). Из-за этого явления коэффициент усиления среды будет убывать и лазерная генерация становится недостижимой. В более реалистической модели следует учитывать конечные поперечные размеры схемы и наличие на этих границах отражения волн. В этом случае конвективная неустойчивость может превратиться в глобальную [5]. Условие превышения порога такой неустойчивости имеет вид  $(\omega/c)|n''|D > G$ , где  $D$  — характерный поперечный размер системы, а  $G$  слабо (логарифмически) зависит от характерной величины коэффициентов отражения на удалённых боковых границах системы. В типичных лазерных схемах  $G \sim 1$ , хотя при принятии мер к уменьшению отражения на боковых поверхностях, в том числе методом иммерсии (контакт на этих поверхностях со средой с близким показателем преломления), значение  $G$  может быть увеличено. При наличии угловой селективности схемы, например, состоящей из одномодовых волново-

дов, усиление ограничено в поперечных направлениях, а наклонно распространяющиеся волны испытывают большие потери, чем распространяющиеся вдоль оси. Тогда одномерная модель схемы с усиливающей средой оправдана при корректном учёте структуры мод (при этом излучение описывается уже не плоскими волнами, а модами волновода) [6]. Отметим, что условие конвективной неустойчивости не сводится к особенностям элементов характеристической матрицы, или матрицы передачи [7] в её стандартной форме, так же как и к изменению знака мнимой части частоты излучения [8], поскольку для неё частота остаётся вещественной, а меняется знак мнимой части поперечного волнового числа.

Столь простая, как (3), и, как мы видели, недостаточная модель лазера имела право на существование в период возникновения лазерной физики. Однако, как ни удивительно, и сейчас встречаются публикации с такой же моделью лазера, правда, уже в обрамлении высококачественной терминологии. Отметим, например, что режимы, рассмотренные в [9], при указанных там условиях неустойчивы, поскольку порог конвективной неустойчивости отвечает, как мы только что убедились, уже нулевому коэффициенту усиления среды в слое.

Вслед за пионерскими публикациями А.Р. Хапалюка в исследованиях режима резонансного поглощения наступил длительный перерыв, и в 2010 г. эффект был перетворён в работе [10] уже под новым названием — идеальное когерентное поглощение — и без ссылок на предшествующие работы. Заметим, что предложенное английское сокращение CPA (Coherent Perfect Absorption) неудачно и потому, что в лазерной литературе оно традиционно расшифровывается как Chirped Pulse Amplification. Статья [10] была особо отмечена редакторами журнала ("Selected for a Viewpoint in Physics"), и за ней последовала серия публикаций в престижных изданиях [11–16]. И даже в недавнем обзоре российских авторов [8] эта тема излагается без ссылок на пионерские работы [1, 2].

На новом этапе идеи резонансного поглощения в параллель с лазерной генерацией интенсивно исследуются для слоистых сред с усилением в некоторых из слоёв. Здесь можно выделить вариант так называемых CPA-лазеров [11, 17], в схеме которых можно одновременно получить как полное резонансное поглощение, так и порог лазерной генерации, а также направление компенсации потерь в фотонных кристаллах и металлодиэлектрических метаматериалах за счёт слоёв с лазерным усилением. Не останавливаясь на исследованиях в духе РТ-симметрии (оптические системы со свойством  $\varepsilon(-\mathbf{r}) = \varepsilon^*(\mathbf{r})$  (см. обзор [8])), отметим, что присутствие металла ведёт к нежелательным потерям для оптического излучения. Преодолеть этот фактор принципиально возможно, чередуя металлические слои с диэлектрическими, обладающими лазерным усилением, как это предложено в [18, 19]. Свойство РТ-симметрии для таких систем не является обязательным, но оно необходимо, чтобы существенное уменьшение потерь для излучения, распространяющегося под небольшими углами к оси системы, не сопровождалось паразитной генерацией или усиленным спонтанным излучением, не связанным с падающими на систему сигналами. Такие исследования были выполнены в большом числе работ, частично цитируемых в обзорах [20, 21]. Здесь же мы обратим внимание на то, что и для слоистых систем, включающих в себя слои с усилением в области, не ограниченной в поперечных направлениях, возможность развития конвективной неустойчивости столь же важна. Приведём в качестве примера систему двух слоёв с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1 = 1,1 - 0,3i\beta$  и  $\varepsilon_2 = 1,1 - 0,3i\alpha$ , рас-



**Рис. 3.** Пороговые значения амплитудного коэффициента усиления  $\alpha_{\text{thr}} = -k_0 n''$  в диэлектрических слоях для конвективной (s-поляризация, чёрные квадраты) и абсолютной (кружки) неустойчивости в зависимости от числа периодов  $p$  металл-диэлектрической системы в условиях [4]. Горизонтальная прямая показывает не зависящее от  $p$  значение коэффициента усиления, соответствующее условию компенсации при фиксированной частоте.

смотренную в [8] при  $0 \leq \alpha \leq 1$  и  $\beta = 1$  (оба слоя с усилением). Как следует из (13), порог конвективной неустойчивости здесь вновь отвечает нулевому коэффициенту усиления среды ( $\alpha = \beta = 0$ ). Поэтому при  $\beta > 0$  и  $\alpha \geq 0$  система находится заведомо выше порога конвективной неустойчивости и описанные в [8] режимы в этом случае не наблюдаемы. Корректный анализ слоистых систем с усилением требует численных расчётов для конкретных параметров системы, типа представленных в [4, 22]. Так, на рис. 3 приведены пороговые значения усиления для конвективной (поперечной) и абсолютной (продольной) неустойчивости для системы, составленной из  $p$  периодов чередующихся пассивных (с поглощением) и активных (с усилением) слоёв. Видно, что при  $p \leq 10$  конвективная неустойчивость возникает при меньшем коэффициенте усиления, чем абсолютная, тогда как при  $p > 10$  ситуация обратная.

Пренебречь эффектом усиленного спонтанного излучения и оправдать правомерность одномерной геометрии с чисто продольным распространением излучения возможно при указанных выше ограничениях. Отметим также, что здесь мы не касались нелинейно-оптических явлений, не затрагивающих само понятие порога генерации, а также таких физических явлений, как эффект Парселла, выражающийся в существенном влиянии металлических поверхностей на коэффициент усиления в близко расположенных областях [23].

### Antilaser: resonance absorption mode or coherent perfect absorption?

N.N. Rosanov

S.I. Vavilov State Optical Institute, Birzhevaya liniya 12, 199034 St. Petersburg, Russian Federation;  
St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics (ITMO University)  
Kronverkskii prosp. 49, 197101 St. Petersburg, Russian Federation;  
Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
E-mail: nnrosanov@mail.ru

It is shown that the main idea of the recent study of "coherent perfect absorption" coincides with that published in 1962 by A.P. Khapalyuk. Generalization of this approach to the case of layered systems with alternating absorbing and amplifying media needs a more thorough analysis of possible instabilities.

**Keywords:** resonance absorption mode, coherent perfect absorption, lasing threshold, absolute instability, convective instability

PACS numbers: 03.65.Ca, 41.20.Jb, **42.79.-e**

Bibliography — 23 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (8) 879–882 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.037963>

Таким образом, основные идеи недавних исследований "идеального когерентного поглощения" совпадают с опубликованными начиная с 1962 г. По-видимому, это можно объяснить сменой поколений и недостаточной преемственностью в науке. Приведённое обсуждение порога лазерной генерации служит предостережением от излишней формализации этого понятия и необходимости учёта специфики сред с лазерным усилением; важность этого, вообще говоря, подчёркивалась уже в работах, выполненных на заре лазерной эры.

Автор благодарен С.В. Фёдорову за предоставленный рис. 3. Работа частично поддержана грантом 074-U01 Правительства Российской Федерации и программой "Фундаментальные проблемы нелинейной динамики в математике и физике" Президиума РАН.

### Список литературы

1. Хапалюк А П *ДАН БССР* **6** 301 (1962)
2. Хапалюк А П *Оптика и спектроскопия* **52** 323 (1982); Khapalyuk A P *Opt. Spectrosc.* **52** 194 (1982)
3. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (М.: Физматлит, 2004); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)
4. Розанов Н Н и др. *ЖЭТФ* **141** 899 (2012); Rozanov N N et al. *JETP* **114** 782 (2012)
5. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Физматлит, 1979); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
6. Guo A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 093902 (2009)
7. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1964); Пер. на русск. яз.: Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1979)
8. Зябловский А А и др. *УФН* **184** 1177 (2014); Zyablovsky A A et al. *Phys. Usp.* **57** 1063 (2014)
9. Mostafazadeh A, Sarisaman M *Phys. Rev. A* **91** 043804 (2015)
10. Chong Y D et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 053901 (2010)
11. Longhi S *Phys. Rev. A* **82** 031801(R) (2010)
12. Longhi S *Physics* **3** 61 (2010)
13. Longhi S *Phys. Rev. A* **83** 055804 (2011)
14. Longhi S *Phys. Rev. Lett.* **107** 033901 (2011)
15. Wan W et al. *Science* **331** 889 (2011)
16. Ge L et al. *Phys. Rev. A* **84** 023820 (2011)
17. Chong Y D, Ge L, Stone A D *Phys. Rev. Lett.* **106** 093902 (2011)
18. El-Ganainy R et al. *Opt. Lett.* **32** 2632 (2007);
19. Makris K G et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 103904 (2008)
20. Виноградов А П и др. *УФН* **182** 1122 (2012); Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **55** 1046 (2012)
21. Дорофеев А В и др. *УФН* **182** 1157 (2012); Dorofeev A V et al. *Phys. Usp.* **55** 1080 (2012)
22. Savelev R S et al. *Phys. Rev. B* **87** 115139 (2013)
23. Iorsh I et al. *Phys. Lett. A* **376** 185 (2012)

Received 9 May 2016, revised 4 September 2016

Physics – Uspekhi **60** (8) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.037963>