

Сверхсветовые локализованные структуры электромагнитного излучения

Н.Н. Розанов

Выполнен анализ обладающих неизменной формой локализованных структур электромагнитного излучения в вакууме и солитоноподобных структур света, движущихся в нелинейной среде со сверхсветовой скоростью. Сделан вывод об их неустойчивости по отношению к малым возмущениям.

PACS numbers: 03.30.+p, 41.20.-q

Содержание

1. Введение (181).
 2. Сверхсветовые локализованные структуры излучения в вакууме (182).
 3. Об устойчивости сверхсветовых структур (184).
 4. Заключение (184).
- Список литературы (185).

1. Введение

В связи с приближением векового юбилея публикации первой статьи А. Эйнштейна по теории относительности [1] следует признать наличие в этой теории ряда тем, восприятие которых, по-видимому, не столь очевидно и которые периодически вызывают всплески научных публикаций. К числу таких тем принадлежит вопрос о движениях со сверхсветовыми скоростями (точнее, со скоростями, превышающими скорость света в вакууме c).

Как неоднократно отмечалось в литературе, возможность подобных сверхсветовых движений не противоречит теории относительности, и, в действительности, такие движения существуют в природе и наблюдались экспериментально. "Запрещены" же такие движения, при которых со сверхсветовой скоростью передается сигнал (информация), причем запрет связан с нарушением

принципа причинности [2]. Если оставить в стороне гипотетические частицы — "тахiony", скорость которых всегда превышает скорость света c [2] и признание существования которых действительно вызвало бы проблемы с принципом причинности, то известные уже несколько десятков лет примеры сводятся к следующим (они анализируются в обзоре [3]). Во-первых, это наклонное падение импульса света, составленного из плоских волн с одинаковым направлением волнового вектора, из вакуума на плоский экран [4]. Если обозначить угол падения (угол между волновым вектором и нормалью к экрану) через ψ , то граница освещенной области экрана будет передвигаться вдоль него со скоростью $v = c / \sin \psi > c$. Примыкают к этому примеру различные варианты "зайчика" — светового пятна прожектора (в астрофизике — пульсара), вращающегося с постоянной угловой скоростью Ω , на экране, удаленном от прожектора на достаточно большое расстояние [3, 5]. Во-вторых, это случай сред с частотной дисперсией и заметным поглощением или усилением, где как фазовая (определяющая скорость перемещения поверхности постоянной фазы монохроматической волны), так и групповая (скорость перемещения несущей основную энергию части импульса) скорости могут превышать c . При этом следует отметить, что фазовая скорость не отвечает движению какого-либо физического носителя, а групповая скорость является приближенным понятием, относящимся к импульсам с узкой, по сравнению с несущей частотой, шириной спектра и достаточно точно сохраняющейся формой [6].

Точность этого приближения нарушается тем больше, чем ближе несущая частота к резонансам поглощения или усиления среды, т.е. обычно как раз в тех случаях, когда групповая скорость превышает c . Экспериментально скорости $6-9c$ наблюдались для лазерного импульса в усиливающей среде [7]. Здесь фактически речь идет об изменении формы импульса, передний фронт которого движется по среде с инверсией населенностей атомных уровней и уменьшает ее, максимально

* Напоминаем читателям, что, как было указано в январском номере УФН (т. 175, с. 40), в течение 2005 года редакция УФН планирует отражать на своих страницах празднование Всемирного года физики. Соответствующие материалы будут помещаться в различных разделах УФН с подзаголовком ANNUS MIRABILIS. (Примеч. ред.)

Н.Н. Розанов. Научно-исследовательский институт лазерной физики, 199034 Санкт-Петербург, Биржевая линия 12, Российская Федерация
Тел. (812) 328-10-93
E-mail: nrosanov@yahoo.com

Статья поступила 14 декабря 2004 г.

усиливаясь, так что передний фронт все более обостряется [8, 9]. Примыкает к этой группе следующий мысленный эксперимент. Расположим вдоль прямой линии участников с собственными лампочками и синхронизированными часами и договоримся о времени последовательного включения каждой лампочки с интервалом, меньшим времени распространения света между лампочками. Тогда будет наблюдаться сверхсветовое распространение излучения и энергии. Но ни в одном из этих примеров сверхсветовое движение не означает передачу сигнала со сверхсветовой скоростью. Действительно, в первой группе примеров "зайчик" не переносит информацию между различными точками экрана. Во второй же группе сверхсветовое движение максимума импульса возможно лишь для среды, "подготовленной предимпульсом", т.е. предшествующим максимуму плавным передним фронтом импульса. Здесь важно напомнить, что резкий фронт импульса, перед которым поле обращается в нуль или имеет разрыв, движется со скоростью света в вакууме c [10], и именно с такими импульсами связана предельная скорость передачи информации (при наличии шумов описание выделения сигнала на их фоне потребовало бы детализации свойств приемника, но эти вопросы здесь не рассматриваются).

Сравнительно недавно в литературе появилась серия статей о локализованных (сохраняющих при распространении ограниченные размеры и неизменную форму) структурах электромагнитного излучения в однородных линейных средах; такие полихроматические структуры называются в ряде публикаций X-волнами (см., например, [11, 12] и приведенные там ссылки). В определенном смысле эти работы служат продолжением темы "нерасходящихся" (бесселевых) пучков (см. работу [13] и ее детальную критику в [14]); в [11] можно также найти ссылки на нерассматриваемые ниже родственные акустические X-волны. Если локализация света в неоднородной линейной среде общеизвестна (например, в волоконном световоде), то необходимым условием пространственной (неодномерной) локализации света в однородной среде обычно считается наличие оптической нелинейности (солитоноподобные структуры). Поэтому вопрос об осуществимости линейного подавления дифракции и о возможности локализации света заслуживает, по нашему мнению, дополнительного обсуждения.

Еще более необычным свойством указанных локализованных структур в вакууме служит то, что они являются сверхсветовыми, т.е. движутся как целое с постоянной скоростью V , превышающей скорость света в вакууме c . Заметим, что ввиду неизменности формы структуры здесь не требуется вводить приближенное понятие групповой скорости — сверхсветовой перенос фиксированных распределений напряженностей электрического и магнитного полей строго отвечает сверхсветовому переносу и всех характеристик поля, в том числе энергетических; но, как поясняется в разделе 3, это еще не означает сверхсветовую скорость передачи информации. По этой же причине такое поведение качественно отличается от обсуждавшегося выше для усиливающих сред, где сверхсветовая групповая скорость или же сверхсветовая скорость движения максимума интенсивности в импульсе связана с существенным изменением формы импульса при распространении. Примыкают к этой теме и выводы обзора [15] о возможности существования устойчивых сверхсветовых солитонов в неравновесных

нелинейных средах. Поэтому следует более внимательно рассмотреть вопрос о соответствии существования таких структур принципу предельной скорости передачи сигналов.

Указанные вопросы и служат предметом настоящей статьи. По нашему мнению, в новой волне публикаций по сверхсветовым скоростям недостаточное внимание уделяется такому принципиальному вопросу, как устойчивость локализованной структуры. Для "обычных" солитонов (консервативных, т.е. в средах с пренебрежимо малой диссипацией [16, 17]) малое возмущение (с достаточно малой энергией) приводит к также малым возмущениям солитона для произвольно больших длин распространения. Еще более устойчивы диссипативные солитоны (автосолитоны), реализующиеся в средах с притоком и оттоком энергии — в этом случае малое возмущение формы солитона по мере распространения затухает [17–19]. Такое же требование хотя бы "слабой" устойчивости (как в случае консервативных солитонов) естественно предъявить и к сверхсветовым локализованным оптическим структурам в вакууме и в сплошной среде. Однако мы приходим к выводу, что все такие структуры неустойчивы и, следовательно, обладают ограниченным временем жизни.

2. Сверхсветовые локализованные структуры излучения в вакууме

Начнем с обсуждения самой возможности локализованных структур электромагнитного излучения в вакууме в рамках классических уравнений Максвелла. Для учета векторной природы электромагнитного излучения удобно характеризовать его векторным потенциалом \mathbf{A} , через который электрическая \mathbf{E} и магнитная \mathbf{H} напряженности поля выражаются соотношениями (скалярный потенциал выбираем равным нулю)

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}. \quad (1)$$

В одномерной геометрии, когда поля являются плоскими волнами и потенциал зависит только от одной пространственной координаты z и от времени t , уравнения Максвелла сводятся к одномерному волновому уравнению. Данное Даламбером его общее решение отвечает наложению двух импульсов с произвольной и не изменяющейся при распространении формой, движущихся в противоположных направлениях со скоростью c :

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_+(z - ct) + \mathbf{A}_-(z + ct). \quad (2)$$

Тем самым в одномерном вакууме могут существовать локализованные структуры света, но только движущиеся со скоростью c . Это отвечает отсутствию дисперсии (зависимости оптических свойств от частоты) вакуума. Отметим, что здесь мы трактуем вакуум чисто классически, в рамках уравнений Максвелла. Хотя физический — электрон-позитронный — вакуум обладает как нелинейностью, так и пространственной и частотной дисперсией вследствие квантово-электродинамических эффектов поляризации вакуума, эти свойства вакуума могут проявляться в современном эксперименте лишь на уникальных лазерных установках, обеспечивающих сверхвысокие плотности мощности [20–22].

Убедимся теперь, что в трехмерном пространстве уравнения Максвелла действительно допускают существование нерасплывающихся ("недифрагирующих") структур излучения, движущихся в вакууме с постоянной сверхсветовой скоростью $V > c$ (см. [11, 12]). В каждый момент времени поле может быть представлено как суперпозиция (интеграл Фурье) однородных плоских волн с (вещественными) волновыми векторами \mathbf{k} . Тогда для любого момента времени компоненты векторного потенциала, отвечающие отдельной плоской (монохроматической) волне, в комплексном представлении имеют вид $\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$. При этом из уравнений Максвелла следует условие поперечности $\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k})\mathbf{k} = 0$ и дисперсионное соотношение $k^2 = \omega^2/c^2$ между частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Общее решение волнового уравнения для векторного потенциала определяется спектральным разложением вида

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \int \tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) d\mathbf{k}.$$

Нас будут интересовать локализованные (с конечной энергией) структуры поля, движущиеся вдоль оси z с неизменной скоростью V и обладающие неизменной формой (более широкий класс "слабо меняющихся" волн рассматривается в [23, 24] и приведенной там литературе). Векторный потенциал для них имеет форму

$$\mathbf{A}(x, y, z, t) = \mathbf{A}(x, y, z - Vt). \quad (3)$$

Введем продольную z и поперечные $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ координаты и соответствующие компоненты волнового вектора k_\parallel и $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y)$. Применение условия (3) к парциальным плоским волнам с амплитудами вида

$$\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp) \exp\left[ik_\parallel \left(z - \frac{\omega}{k_\parallel} t\right)\right]$$

приводит к соотношению

$$\omega = V k_\parallel. \quad (4)$$

Тогда дисперсионное соотношение связывает продольные и поперечные компоненты волновых векторов следующим образом:

$$k_\perp^2 = \left(\frac{V^2}{c^2} - 1\right) k_\parallel^2. \quad (5)$$

Из соотношения (5) следует, что стационарные структуры могут быть только сверхсветовыми: $V^2 > c^2$. Теперь в цилиндрических координатах (r, φ, z) суперпозиции волн примет вид

$$\mathbf{A}(r, \varphi, z - Vt) = \int \tilde{\mathbf{A}}(k_\parallel, \alpha) \exp\left\{ik_\parallel \left[\left(\left(\frac{V}{c}\right)^2 - 1\right)^{1/2} \times r \cos(\alpha - \varphi) + (z - Vt)\right]\right\} dk_\parallel d\alpha. \quad (6)$$

Интегрирование по k_\parallel проводится в бесконечных пределах, а по углу α — по интервалу длиной 2π . Определяемые (6) распределения поля служат точными решениями уравнений Максвелла при произвольной весовой функции $\tilde{\mathbf{A}}(k_\parallel, \alpha)$ (при указанном выше условии поперечности). От вида этой функции зависит свойство локализо-

ванности распределения, связанное с конечностью энергии, для чего достаточно потребовать нормированности

$$\int |\tilde{\mathbf{A}}(k_\parallel, \alpha)|^2 dk_\parallel d\alpha < \infty. \quad (7)$$

Различные примеры таких распределений приводятся в [11]. Разложив потенциал в ряд Фурье:

$$\tilde{\mathbf{A}}(k_\parallel, \alpha) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{A}}_m(k_\parallel) \exp(im\alpha),$$

мы можем записать (6) в виде

$$\mathbf{A}(r, \varphi, z - Vt) = -2\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \exp(im\varphi) \times \int \tilde{\mathbf{A}}_m(k_\parallel) J_m(k_\perp r_\perp) \exp[ik_\parallel(z - Vt)] dk_\parallel, \quad (8)$$

где J_m — функция Бесселя.

Таким образом, точные решения уравнений Максвелла описывают стационарные сгустки электромагнитного поля, обладающие конечной энергией и распространяющиеся с постоянной сверхсветовой скоростью. Из соотношения (6) нетрудно видеть, что величина скорости влияет лишь на масштаб координат и времени. Если ввести новые переменные

$$\rho = r \sqrt{\left(\frac{V}{c}\right)^2 - 1}, \quad \zeta = z - Vt, \quad (9)$$

то скорость V вообще не будет входить в выражения для распределения поля:

$$\mathbf{A}(\rho, \varphi, \zeta) = \int \tilde{\mathbf{A}}(k_\parallel, \alpha) \exp\{ik_\parallel [\rho \cos(\alpha - \varphi) + \zeta]\} dk_\parallel d\alpha. \quad (10)$$

Отсутствие дифракционного расплывания можно пояснить следующим образом. Дифракция обычного (например гауссова) пучка монохроматического излучения происходит вследствие различия (при фиксированной частоте света) продольных составляющих волнового вектора или же фазовой скорости отдельных плоских волн, на которые раскладывается пучок в исходном сечении. Вследствие этого с увеличением длины трассы z происходит расфазировка этих плоских волн, сопровождающаяся дифракционным расплыванием пучка. Если же поле составлено из плоских волн с различной частотой ω , направление распространения которых обеспечивает выполнение соотношения (4), то продольная компонента фазовой скорости для всех таких волн совпадает, так что они продолжают оставаться сфазированными и при последующем распространении. Можно сказать, что для создания локализованной структуры нужно засветить достаточно большой объем пространства (характерный размер L) широкополосным излучением со специально подобранным соотношением между парциальными частотами и волновыми векторами таким образом, чтобы в локальной области интерференция этих волн была конструктивной, а в остальной области деструктивной. Со временем область конструктивной интерференции будет перемещаться по засвеченному объему со скоростью V .

Из данного рассуждения ясно, что такие сверхсветовые структуры являются идеализированными объек-

тами, требующими для своей реализации "засветки" вакуума во всем бесконечном пространстве. Если же, как это только и может быть в реальном эксперименте, "засвечена" только конечная область с размерами L , то граница между засвеченной и незасвеченной областями будет двигаться со скоростью света в вакууме c , так что время жизни локализованной структуры ограничивается величиной $\sim L/(V - c)$ (напомним, что $V > c$). Структура сохраняется, пока ее центр далек от границ засвеченной области (движущихся со скоростью c , меньшей скорости перемещения основной части структуры V).

3. Об устойчивости сверхсветовых структур

Более общий критерий реализуемости структур рассматриваемого вида заключается в требовании их устойчивости по отношению к малым возмущениям. Нетрудно видеть, что такие структуры неустойчивы. Действительно, одним из вариантов малого возмущения идеальной (простирающейся во всем пространстве) структуры служит отвечающее экспериментальной реализации обрезание фронтов этой структуры на сколь угодно низком уровне интенсивности. При этом энергия возмущения будет также сколь угодно мала. Однако фронт обрезания, в соответствии со сказанным выше, будет распространяться со скоростью света в вакууме c , ввиду чего время жизни структуры вновь будет ограничено величиной $\sim L/(V - c)$, где L — характерный размер "обрезанной" структуры. Время жизни увеличивается при $V \rightarrow c$, но при этом возрастают и размеры структуры.

Подобные сверхсветовые локализованные структуры электромагнитного излучения возможны и в сплошных средах. Дополнительным ограничением здесь является требование пренебрежения поглощением среды (актуальный интервал частот должен находиться внутри диапазона прозрачности среды). Кроме того, отличие линейных сред от вакуума будет заключаться в виде дисперсионного соотношения. Повторяя предыдущие рассуждения с обрезанием далеких фронтов структуры, нетрудно убедиться в том, что все сверхсветовые локализованные структуры — как в линейных, так и в нелинейных средах — неустойчивы и обладают конечным временем жизни, причем его верхняя оценка совпадает с данной для случая вакуума. Отметим также, что одно из наиболее общих в физике уравнение движения фронта волн [10], в котором скорость света в вакууме естественным образом фигурирует как максимальная скорость распространения любых сигналов, служит важным критерием проверки материальных уравнений нелинейной электродинамики и оптики, особенно актуальным в случае предельно коротких импульсов. Действительно, стандартное материальное соотношение для показателя преломления n среды с керровской нелинейностью имеет вид $n = n_0 + n_2 I$, где n_0 — линейный показатель преломления, I — интенсивность излучения и n_2 — коэффициент нелинейности, который для различных сред может быть и положительным, и отрицательным. Но тогда, как нетрудно видеть, скорость фронта волны при $n_2 < 0$ могла бы превысить скорость света в вакууме. Это означает ограниченность применимости использованного материального соотношения и необходимость учета дисперсии (инерционности отклика) нелинейного показателя преломления [25].

Существенное отличие рассмотренных сверхсветовых локализованных структур от обычных "досветовых" солитоноподобных пакетов излучения заключается именно в устойчивости последних по отношению к малым возмущениям. Действительно, из устойчивости, например, диссипативных (в среде с нелинейными усилением и поглощением) досветовых солитонов к обрезанию их далеких фронтов следует самодостройка этих фронтов в процессе распространения, что невозможно для сверхсветовых структур. Нетрудно убедиться в том, что из устойчивости сверхсветовых солитонов следовала бы возможность передачи информации со сверхсветовой скоростью, что исключается общими принципами теории относительности. Заметим, что в обзоре [15] высказывается противоположная точка зрения о возможности устойчивости сверхсветовых солитонов в неравновесных средах, что связано с неполным, по нашему мнению, анализом устойчивости и игнорированием наиболее опасных возмущений в этом обзоре. Устойчивость солитонов трактуется неполно и в недавней работе [26] (при анализе поперечных эффектов методом усредненного лагранжиана не рассматриваются мелкомасштабные возмущения, т.е. эффекты типа мелкомасштабной самофокусировки [27]).

4. Заключение

Таким образом, хотя локализованные (с фиксированной формой) сверхсветовые структуры (X-волны) и существуют как точные решения уравнений Максвелла в вакууме, они являются идеализированными объектами, требующими для своей реализации "засветки" всего бесконечного пространства и неустойчивыми по отношению к слабым возмущениям. В более широком плане, неустойчивы любые сверхсветовые структуры излучения как в линейных, так и в нелинейных средах. Реальная (устойчивая) локализация света в однородной среде возможна только в нелинейном режиме для солитонов с досветовой скоростью. Однако это не означает неосуществимости локализованных линейных распределений, например в вакууме или разреженном газе, в течение ограниченного интервала времени (времени жизни). Такие структуры — это не просто "игра света и тени". Напротив, подобные эксперименты представляются интересными как с общефизической точки зрения, так и в связи с возможностью сверхкороткого воздействия интенсивного сгустка электромагнитного излучения на различные объекты. Принципиально сверхсветовое движение сгустка электромагнитной энергии в вакууме может вызывать излучение Вавилова – Черенкова гравитационных волн. Это следует из (линеаризованных) эйнштейновских уравнений тяготения, в которых сверхсветовой источник представлен тензором энергии-импульса электромагнитного поля [28]. Такой эффект ведет к энергетическим потерям сгустка и тем самым дополнительно ограничивает время его жизни. Однако ввиду чрезвычайной малости эффекта его проявление может быть ощутимо разве лишь для структур космических (астрофизических) масштабов. В лабораторных условиях сверхсветовая скорость движения сгустка поля предоставляет новые реальные возможности, включая, вероятно, приложения (см. обсуждение излучения Вавилова – Черенкова при сверхсветовом движении "зайчика" по экрану [3, 5]). Для создания лабораторных сверхсве-

товых локализованных структур типа X-волн, для которых необходимо широкополосное когерентное излучение, перспективным является использование лазерных источников генерации суперконтинуума [29, 30].

Автор благодарен Е.Б. Александрову за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Einstein A *Ann. Phys. (Leipzig)* **17** 891 (1905)
2. Киржниц Д А, Сазонов В Н, в кн. *Эйнштейновский сборник 1973* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1974) с. 84
3. Болотовский Б М, Гинзбург В Л *УФН* **106** 571 (1972)
4. Франк И М *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **6** 3 (1942)
5. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **62** 173 (1972)
6. Вайнштейн Л А *УФН* **118** 339 (1976)
7. Басов Н Г и др. *ДАН СССР* **165** 58 (1965)
8. Крюков П Г, Летохов В С *УФН* **99** 169 (1969)
9. Ораевский А Н *УФН* **168** 1311 (1998)
10. Фок В А *Теория пространства, времени и тяготения* (М.: Физматлит, 1961)
11. Salo J et al. *Phys. Rev. E* **62** 4261 (2000)
12. Reivelt K, Saari P *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1785 (2000)
13. Durnin J, Miceli J (Jr), Eberly J H *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499 (1987)
14. Ананьев Ю А *Оптика и спектроск.* **64** 1211 (1988)
15. Сазонов С В *УФН* **171** 663 (2001)
16. Захаров В Е и др. *Теория солитонов: Метод обратной задачи* (Под ред. С П Новикова) (М.: Наука, 1980)
17. Kivshar Yu S, Agrawal G P *Optical Solitons: from Fiber to Photonic Crystals* (Amsterdam: Academic Press, 2003)
18. Кернер Б С, Осипов В В *Автосолитоны* (М.: Наука, 1991)
19. Rosanov N N *Spatial Hysteresis and Optical Patterns* (Berlin: Springer, 2002)
20. Александров Е Б, Ансельм А А, Москалев А Н *ЖЭТФ* **89** 1181 (1985)
21. Розанов Н Н *ЖЭТФ* **103** 1996 (1993)
22. Розанов Н Н *ЖЭТФ* **113** 513 (1998)
23. Borisov V V, Kiselev A P *Appl. Math. Lett.* **13** 82 (2000)
24. Borisov V V *J. Phys. A: Math. Gen.* **34** 6565 (2001)
25. Розанов Н Н *Оптика и спектроск.* **93** 808 (2002)
26. Нестеров С В, Сазонов С В *ФТТ* **45** 303 (2003)
27. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966)
28. Rosanov N N *Phys. Vibrations* **7** 28 (1999)
29. "Special Issue on Supercontinuum Generation" *Appl. Phys. B* **77** (2/3) (2003)
30. Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)

Superluminal localized structures of electromagnetic radiation

N.N. Rozanov

Research Institute for Laser Physics,
Birzhevaya liniya 12, 199034 St.-Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 328-1093
E-mail: nrosanov@yahoo.com

Localized invariable-form structures of electromagnetic radiation in a vacuum and soliton-like light structures traveling superluminally in a nonlinear medium are analyzed and both are concluded to be unstable to small perturbations.

PACS numbers: **03.30.+p**, **41.20.-q**

Bibliography — 30 references

Received 14 December 2004

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (2) 181–185 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (2) (2005)