

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

СБОРНИК ТРУДОВ  
VII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ  
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2012»

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
15-19 октября 2012



Санкт-Петербург  
2012

ББК 22.34. Оптика  
Т79  
УДК 535

**Т79** Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2012 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: НИУИТМО, 2012. – 571 с.: с ил.

В сборник вошли труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012», прошедшей 15-19 октября 2012 года.

Издание сборника поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 12-02-06133-г

ISBN 978-5-7577-0413-5

ББК 22.34. Оптика



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Авторы, 2012

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2012

Предлагаемые способы реализации логических одно- и двух-кубитовых операций для квантового компьютера на многоатомных системах позволяют реализовать универсальные квантовые вычисления. Из двух рассмотренных реализаций квантового вентиля *CNOT* вариант основанный на использовании лэмбовского сдвига, осуществляется, вообще говоря, за меньшее число шагов, но его скорость ограничена малой величиной однофотонного лэмбовского сдвига.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-01348 и 11-07-00465.

1. M. Saffman, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313-2363, (2010).
2. A. Imamoglu, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4204-4207, (1999).
3. N. Schuch, J. Siewert, *Phys. Rev. A*, **67**, 032301 (8 pages), (2003).
4. S.A. Moiseev, S.N. Andrianov, F.F. Gubaidullin, *Laser Phys.*, **21**, 1503-1510 (2011).
5. С.Н. Андрианов и С.А. Моисеев, *Опт. и спектр.*, **112**, № 3, с. 436–443 (2012).

## КОПИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Лосев А.С., Трошин А.С.

Российский государственный педагогический университет  
им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Показана теоретическая возможность генерации средой двух копий вошедшего пробного импульса как результат последовательной работы двух управляющих импульсов в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. В расчете использован полуклассический подход, резонансное приближение и приближение заданного поля управляющих импульсов.

С точки зрения динамики распространения лазерных импульсов, их управления в условиях ЭИП интересна триподная атомная конфигурация<sup>1-4</sup>. В данной работе, в продолжение работ<sup>1-5</sup>, в схеме с вырождением, используя триподную схему, мы численным расчетом показываем возможность получения двух копий вошедшего пробного гауссова импульса, сгенерированных средой в условиях ЭИП.

В рассматриваемой нами триподной конфигурации атомных состояний (рис. 1А) имеется только два энергетических уровня. За основу взяты энергетические уровни сверхтонкой структуры D2 линии атомов рубидия <sup>87</sup>Rb: верхний –  $5^2P_{3/2}$  F=0 и нижний –  $5^2S_{1/2}$   $5^2S_{1/2}$  F=1. При этом нижний уровень трехкратно вырожден по проекциям полного углового момента. Таким образом, сформированы три дипольных перехода  $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ ,  $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$  и  $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$  между верхним состоянием  $|e\rangle$  и нижними состояниями  $|+\rangle$ ,  $|\pi\rangle$ ,  $|-\rangle$ , разрешенных правилами отбора. Среда, состоящая из таких атомов, представляет собой холодное облако атомарного газа, вытянутое вдоль оси x. Облако «холодное» и разрежено настолько, чтобы можно было не учитывать доплеровское и столкновительное уширение спектральных линий.

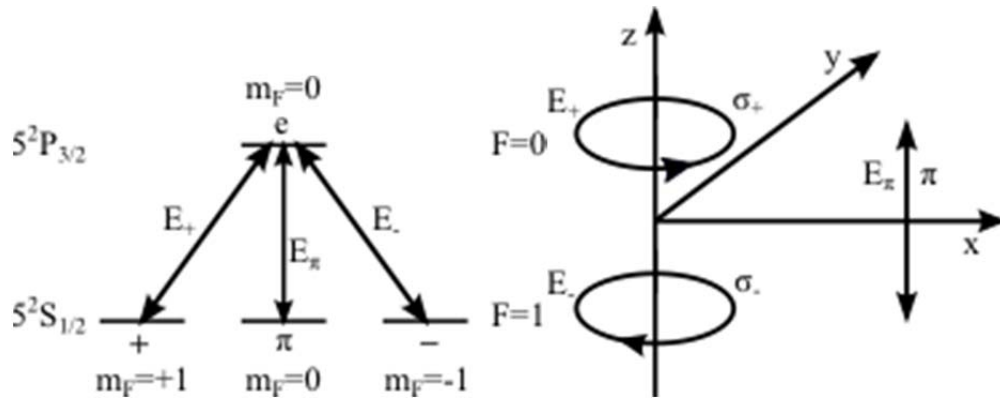


Рис. 1. А - Триподная конфигурация. Б - Геометрия распространения импульсов.

С атомами взаимодействуют три импульса лазерного излучения: два управляющих и один, по сравнению с ними слабый, пробный. Поле одного из управляющих импульсов  $E_+$  обладает левой циркулярной поляризацией, поле другого  $E_-$  – правой. Они работают в атомных переходах между состояниями  $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$  и  $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ , соответственно. Поле пробного импульса  $E_\pi$  линейно поляризовано, квантовый переход  $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$  (рис. 1А). Для того, чтобы удовлетворить поставленным условиям поляризации поля и схеме атомных переходов, использовалась следующая геометрия распространения импульсов, показанная на рис. 1Б.

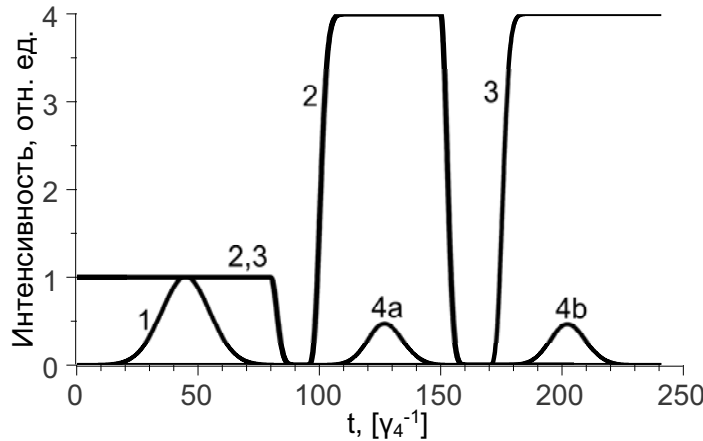
Для исследования взаимодействия атомной среды и поля излучения мы использовали полуклассический подход: эволюция атомных состояний описывается уравнениями (1) для матрицы плотности с учетом констант релаксации; пробное поле описывается уравнениями Максвелла (2). Здесь  $\Omega_n = \bar{\mu}_{ne} \hat{\epsilon}_n E_n^0 / \hbar$  ( $n = +, \pi, -$ ) частота Раби перехода  $|n\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ;  $\bar{\mu}_{ne}$  – матричный элемент оператора дипольного момента перехода  $|n\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ;  $\hat{\epsilon}_n$  – вектор поляризации;  $E_n^0$  – амплитуда электрического поля;  $\Delta_n = \omega_{\text{атом}} - \omega_n$  есть отстройка поля от резонансного перехода,  $\omega_{\text{атом}}$  – частота атомного перехода,  $\omega_n$  – угловая частота поля излучения. С учетом геометрии распространения входящих импульсов, считая среду вдоль оси  $z$  тонким слоем, мы использовали приближение заданного поля для управляющих импульсов<sup>6</sup>. Использовалось приближение медленно меняющихся амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов. Исходная система уравнений:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{++} &= \gamma_{e+} \rho_{ee} + i(\rho_{e+} \Omega_+^* - \text{c.c.}) \\
 \dot{\rho}_{\pi\pi} &= \gamma_{e\pi} \rho_{ee} + i(\rho_{e\pi} \tilde{\Omega}_\pi^* - \text{c.c.}) \\
 \dot{\rho}_{--} &= \gamma_{e-} \rho_{ee} + i(\rho_{e-} \Omega_-^* - \text{c.c.}) \\
 \dot{\rho}_{ee} &= -\gamma_e \rho_{ee} + i(\rho_{e+}^* \Omega_+ + \rho_{e\pi}^* \tilde{\Omega}_\pi + \rho_{e-}^* \Omega_- - \text{c.c.}) \\
 \dot{\rho}_{\pi+} &= i\rho_{e+} \tilde{\Omega}_\pi^* - i\rho_{e\pi}^* \Omega_+ \\
 \dot{\rho}_{-+} &= i\rho_{e+} \Omega_-^* - i\rho_{e-}^* \Omega_+ \\
 \dot{\rho}_{-\pi} &= i\rho_{e\pi} \Omega_-^* - i\rho_{e-}^* \tilde{\Omega}_\pi \\
 \dot{\rho}_{e+} &= (i\Delta_+ - \frac{1}{2}\gamma_e) \rho_{e+} + i\rho_{-+} \Omega_- + i(\rho_{++} - \rho_{ee}) \Omega_+ + i\rho_{\pi+} \tilde{\Omega}_\pi \\
 \dot{\rho}_{e\pi} &= (i\Delta_\pi - \frac{1}{2}\gamma_e) \rho_{e\pi} + i\rho_{\pi+}^* \Omega_+ + i(\rho_{\pi\pi} - \rho_{ee}) \tilde{\Omega}_\pi + i\rho_{-\pi} \Omega_- \\
 \dot{\rho}_{e-} &= (i\Delta_- - \frac{1}{2}\gamma_e) \rho_{e-} + i\rho_{-+}^* \Omega_+ + i(\rho_{--} - \rho_{ee}) \Omega_- + i\rho_{-\pi}^* \tilde{\Omega}_\pi
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\tilde{\Omega}_\pi(x; t) = i\Omega_\pi(t)\exp(-t^2/2T_\pi^2) + iB\int_0^x \rho_{e\pi}(x'; t)dx', \quad B = 4\pi N\mu_{e\pi}^2 / \hbar. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_{e+} = \gamma_{e\pi} = \gamma_{e-} = \gamma_e/3$  – вероятности в единицу времени спонтанных излучательных переходов  $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ ,  $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$ ,  $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ ;  $\gamma_e$  – обратное время жизни в состоянии  $|e\rangle$ ;  $N$  – концентрация атомов. Вторым слагаемым в правой части выражения (2) для пробного поля учтено вторичное излучение, обусловленное поляризованностью среды в суммарном поле. Расчет проводился для случая распространения вперед вторичного излучения, индуцированного полем пробного импульса.

Пусть включено поле обоих управляющих сильных импульсов и в среду входит пробный слабый импульс. Среда заранее подготовлена так, что все атомы находятся в состоянии  $|\pi\rangle$ . Устанавливается режим ЭИП. Триподную конфигурацию можно рассматривать как две  $\Lambda$ -схемы, у которых одно из плеч является общим. По мере продвижения пробного импульса сквозь среду формируются две атомные когерентности (зеemanовские когерентности), которые в формализме статистического оператора для такой триподной конфигурации соответствуют недиагональным элементам матрицы плотности  $\rho_{\pi+}(x; t)$  и  $\rho_{\pi-}(x; t)$ . Форма пробного импульса отображается на ансамбле атомов, находящихся в когерентной суперпозиции состояний  $c_\pi|\pi\rangle + c_+|+\rangle$  и  $c_\pi|\pi\rangle + c_-|-\rangle$ , где  $\rho_{\pi+} \approx c_\pi c_+$  и  $\rho_{\pi-} \approx c_\pi c_-$ . Таким образом, происходит запись вошедшего пробного импульса одновременно в двух атомных когерентностях. На рис. 2 показано, что к моменту времени  $80 \gamma_4^{-1}$  весь пробный импульс вошел в среду, но еще не начал из нее выходить. В этот момент поле двух управляющих импульсов адиабатически выключают. В результате этого режим ЭИП разрушается в обеих совмещенных  $\Lambda$ -схемах, и пробный импульс поглощается (рассеивается). Далее, включается управляющее поле  $E_+$ , работающее в квантовом переходе  $|+\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ .



**Рис. 2.** Интенсивность входящих и выходящих импульсов: (1) – входящий пробный импульс, (2) – выходящий управляющий импульс  $E_+$ , (3) – выходящий управляющий импульс  $E_-$ , (4a) – первая выходящая копия, (4b) – вторая выходящая копия.

Наличие сохраненной атомной когерентности  $\rho_{\pi+}$  и управляющего поля  $E_+$  аналогично условиям в задачах по записи и воспроизведению импульсов в  $\Lambda$ -схеме<sup>5,7-9</sup>, где после темной паузы включают управляющее поле. В результате среда генерирует копию пробного импульса в атомном переходе  $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$ , информация о котором хранилась в  $\rho_{\pi+}$ . Далее поле  $E_+$  адиабатически выключают. Затем включают второе

управляющее поле  $E_-$ , и за счет сохраненной когерентности ( $\rho_{\pi-}$ ) генерируется вторая копия пробного импульса.

Замена классического импульса однофотонным квантовым представляет собой интересную задачу с точки зрения квантовой информатики.

1. Paspalakis E., Knight P.L., *J. Opt. B.*, **4**, S372, (2002).
2. Paspalakis E., Kylstra N.J., Knight P.L., *Phys. Rev. A.*, **65**, 053808, (2002).
3. Лосев А.С., Трошин А.С., *Уч. зап. КГУ. Физ.-мат. науки*, **152**, 119, (2010).
4. Ruseckas J., Mekys A., Juzeliunas G., *J. Opt.*, **13**, 004015, (2011).
5. Лосев А.С., Трошин А.С., *Опт. и спектр.*, **110**, 76, (2011).
6. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света*. М.: Радиоисвязь, 1982. 352 с.
7. Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D., *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 783 (2001).
8. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В., *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74, (2002).
9. Васильев Н.А., Трошин А.С., *ЖЭТФ*, **125**, 1276 (2004); *Известия РАН Сер. физ.*, **69**, 1096, (2005).

## УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТА В ВОЛНОВОДАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

Стрельников И.Н., Козлов В.В.

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

Предложена теоретическая модель консервативного нелинейного поляризатора на основе кремния. В отличие от обычных (линейных) поляризаторов консервативный нелинейный поляризатор преобразует произвольное исходное состояние поляризации исследуемого пучка в желаемое состояние поляризации на выходе без потерь энергии.

На протяжении нескольких последних лет проблема создания новых типов поляризаторов выделилась в самостоятельное направление Нелинейной Оптики. Интерес к этим приборам объясняется несовершенством существующих стандартных линейных пассивных поляризаторов, чей принцип действия не изменился с момента их введения в инструментарий экспериментальных оптических исследований в 19-ом веке. Дело в том, что неполяризованный или частично поляризованный свет постоянной интенсивности, падающий на поляризатор, преобразуется в полностью поляризованный пучок, однако теперь этот пучок характеризуется непостоянной во времени интенсивностью (поскольку исходный пучок обладал зависящей от времени поляризацией, а стандартный линейный поляризатор внес поляризационно-зависимые потери в выходной пучок).

Для многих приложений, особенно нелинейно-оптических, флуктуации интенсивности пучка после прохождения им поляризатора совершенно неприемлемы, поэтому встает задача совершенствования существующих поляризаторов. Решение этой задачи следует искать на пути создания качественно нового вида поляризаторов, которые вместо отсекаания частей пучка с поляризацией, ортогональной заданной, поворачивали бы любую исходную поляризацию в точности на такой угол, который нужен для совпадения выходящей поляризации с желаемой. Иными словами, вместо существенно диссипативного характера процесса фильтрации излучения, присущего

НЕЛИНЕЙНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ГОФРИРОВАННОГО МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ Гурвиц Е.А., Седых Е.А., Ходзицкий М.К.*	348
<b>НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ</b>	<b>351</b>
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	351
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОСТРАЦИЯ КУБИТ-КУБИТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЭФФЕКТИВНОГО РЕЖИМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$ Ахмеджанов Р.А., Бондарцев А.А., Гушин Л.А., Зеленский И.В., Литвак А.Г.	351
КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР НА МНОГОАТОМНЫХ СИСТЕМАХ КВАНТОВО- ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ Андрианов С.Н.***, Аблаев Ф.М.***, Васильев А.В.**, и Моисеев С.А.****	354
КОПИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО- ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Лосев А.С., Трошин А.С.	356
УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТА В ВОЛНОВОДАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ Стрельников И.Н., Козлов В.В.	359
ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БИСТАБИЛЬНОСТИ МОДОВЫХ СТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ДОБРОТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ Подоскин А.А., Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Тарасов И.С.	361
ДИФРАКЦИОННАЯ И КОНФОРМНАЯ ОПТИКА. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ Полещук А.Г., Насыров Р.К., Шиманский Р.В.	364
СЪЕМКА, ПЕРЕДАЧА И ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ НА КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ Янукович Т. П., Казаков А. Д., Науменко К. Н.	368
ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Григас С.Э., Ржанова А.Г.	369
СИНТЕЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ, ИСПОЛЗУЮЩИХ СХЕМУ С ОДНИМ ОБЪЕКТИВОМ Родин В.Г., Стариков С.Н.	371
МНОГОКУБИТОВАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ/СПИНОВОМ ЭХЕ, ИНТЕГРИРОВАННАЯ В КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР Моисеев С.А.***, и Андрианов С.Н.**	373
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНФОРМАТИВНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И.	374
КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ОПТОИНФОРМАТИКЕ: КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ, КРИПТОГРАФИЯ, КЛОНИРОВАНИЕ, ТЕЛЕПОРТАЦИЯ Глейм А.В., Чивилихин С.А., Егоров В.И., Трифанов А.И., Сотникова А.А., Попов И.Ю., Мирошниченко Г.П.	377
ИНФОРМАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И КОНТРОЛЬ ПЕРЕПУТАННОСТИ В НЕИДЕАЛЬН ОМ КВАНТОВОМ ЭПР КАНАЛЕ, ПОДВЕРЖЕННОМ АТАКЕ ТИПА “ ПЕРЕХВАТ - ПОСЫЛКА ” А.А. Сотникова, Г.П. Мирошниченко	378
ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ КВАЗИДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СУПЕРКОНТИНУУМОМ СО СКОРОСТЬЮ 70 Тб/с Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Козлов С.А.	379
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АНАЛИЗА НЕЗАВИСИМЫХ КОМПОНЕНТ В ЗАДАЧАХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ Фадеев А.В., Пожар В.Э.	382
НОВЫЙ ПРИНЦИП ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВЫБОРКИ Соломатин В.А.	384
ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КРУГОВОГО ОБЗОРА Третьякова А.А.	385
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	388