

# Взаимодействие лазерных плазм при оптическом пробое в нормальной атмосфере

О.А.Букин, А.А.Ильин, Ю.Н.Кульчин, И.Г.Нагорный, А.Н.Павлов, А.В.Буланов

*Экспериментально исследованы режимы распространения плазменных фронтов и спектральные характеристики излучения плазмы при лазерном пробое в нормальной атмосфере. Зарегистрировано излучение молекул атмосферных газов в начальные моменты развития лазерной плазмы. Исследовано поведение интенсивностей сплошного и линейчатого спектров излучения при встречном взаимодействии плазменных фронтов, при этом регистрировалось увеличение интегральной интенсивности излучения плазмы и рост контраста эмиссионных линий на фоне непрерывного излучения плазмы.*

**Ключевые слова:** светодетонационная волна, быстрая волна ионизации, эмиссионный спектр, молекулярный спектр.

## 1. Введение

Интерес к исследованию режимов движения плазменных фронтов, а также процессов их взаимодействия при лазерном пробое объясняется различными причинами. Прежде всего, результаты такого взаимодействия зависят от режимов движения взаимодействующих плазм. Взаимодействие встречных плазменных фронтов должно приводить к изменению термодинамических параметров плазмы и к непосредственному увеличению электронной и ионной температур, а также плотности плазмы в областях взаимодействия. Это обстоятельство было использовано рядом авторов для получения высокотемпературной плотной плазмы [1–4].

Взаимодействие фронтов лазерной плазмы использовалось также при решении задач повышения контраста эмиссионных линий элементов на фоне непрерывного излучения лазерной плазмы. Чувствительность метода лазерной искровой спектроскопии определяется контрастом регистрируемых линий, который можно значительно повысить с помощью механизмов взаимодействия плазменных фронтов. В [5–7] предложена и реализована методика двух- и многоимпульсного возбуждения лазерной плазмы, обеспечивающая значительное увеличение чувствительности метода. Непосредственное увеличение интегральной интенсивности излучения лазерной плазмы в зоне взаимодействия двух встречных плазменных фронтов, распространяющихся в режиме световой детонации, при многоимпульсном возбуждении лазерного пробоя на поверхности твердой мишени наблюдалось в [8]. Дальнейшее развитие это направление получило в настоящей работе, где приведены результаты экспериментальных исследований режимов распространения

плазменных фронтов при лазерном пробое в нормальной атмосфере и взаимодействия двух встречных лазерных плазм, распространяющихся в различных режимах движения.

## 2. Эксперимент

Схема проведенных плазменных экспериментов такова. Излучение второй гармоники Nd:YAG-лазера Brilliant В (энергия в импульсе 180 мДж при длительности на полувысоте 4 нс) направлялось в делительную систему, которая обеспечивала его разделение на два одинаковых пучка и фокусировку каждого из них во встречных направлениях линзами с фокусными расстояниями 15 мм. Вначале расстояние  $d$  между точками фокусировки выбиралось таким, что взаимодействие плазм не наблюдалось ( $d > 2.5$  мм), далее происходило дискретное (с шагом 0.2 мм) уменьшение расстояния между фокусами. Таким образом, изначально исследовалось взаимодействие лазерных плазм, движущихся в направлении распространения своего луча, затем фокусы совпадали ( $d = 0$ ) и после этого наблюдалось взаимодействие лазерных плазм, распространяющихся навстречу каждому из лазерных импульсов (отрицательные значения  $d$ ).

Оптическая система проецировала изображение области пробоя на входную щель многоканального оптического анализатора Flame Vision PRO System, состоящего из монохроматора SPECTRA-PRO фирмы Acton Research Corporation (США) и модуля DiCAM-PRO (оптический усилитель яркости, двумерная ПЗС-камера и 12-разрядный АЦП) фирмы PCO CCD IMAGING (Германия). На рис.1,а приведена фотография двух невзаимодействующих лазерных плазм. Фигурные стрелки обозначают направление распространения лазерных импульсов (ЛИ), а прямые стрелки в средней части рисунка указывают направление распространения плазменных фронтов навстречу и по лазерному лучу.

При исследовании динамики эмиссионных линий лазерной плазмы измерения проводились в первом порядке дифракции. Использовался монохроматор SPECTRA-PRO с решеткой 1200 штр./мм, ширина аппаратной фун-

О.А.Букин, А.А.Ильин, И.Г.Нагорный, А.Н.Павлов, А.В.Буланов. Тихоокеанский океанологический институт им. В.И.Ильичева ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43; e-mail: triplecks@mail.ru

Ю.Н.Кульчин. Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5

Поступила в редакцию 11 апреля 2006 г.

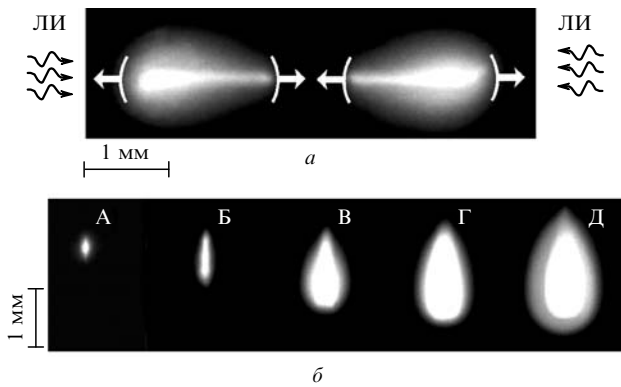


Рис.1. Цифровая фотография невзаимодействующих лазерных плазм (а) и последовательность изображений областей пробоя спустя 2 (А), 4 (Б), 6 (В), 12 (Г) и 40 нс (Д) относительно начала лазерного импульса (б).

кции монохроматора составляла  $1 \text{ \AA}$  при ширине щели  $0.02 \text{ мм}$ . Эмиссионные линии излучения лазерной плазмы измерялись в спектральном диапазоне  $300 - 800 \text{ нм}$ .

### 3. Обсуждение результатов

#### 3.1. Случай невзаимодействующих лазерных плазм

При исследовании режимов распространения плазменных фронтов изучалась серия изображений лазерных плазм, полученных с помощью анализатора Flame Vision PRO System. Плотность мощности лазерного излучения в фокусе линзы составляла  $\sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ . На рис.1,б приведена последовательность изображений областей пробоя (лазерное излучение направлено снизу). Для определения скоростей движения фронтов на различных стадиях разлета использовалась временная последовательность таких изображений. Полученная последовательность обрабатывалась с помощью пакета Matlab, в котором были разработаны процедуры определения положения фронта в каждый момент времени  $t$  и пройденного им расстояния  $r$  от точки пробоя. Лазерный пробой наблюдался через 2 нс относительно начала лазерного импульса, что согласуется с данными работы [9] со сходными экспериментальными условиями.

Известно [10], что при короткой фокусировке наиболее вероятный механизм распространения плазменного фронта – это светодетонационная волна (СДВ), причем ее скорость  $D$  можно оценить по формуле

$$D = \left[ \frac{2(\gamma^2 - 1)I}{\rho} \right]^{1/3}, \quad (1)$$

где  $\gamma = 1.24$  – показатель адиабаты воздуха для диапазона температур  $10^4 - 2.5 \times 10^5 \text{ К}$  [10];  $I$  – интенсивность лазерного излучения, необходимая для поддержания режима световой детонации;  $\rho = 1.3 \times 10^{-3} \text{ г/см}^3$  – плотность воздуха. Таким образом, измеренная скорость плазменного фронта позволяет определить плотность мощности, необходимую для поддержания режима СДВ.

При движении плазменного фронта по направлению лазерного луча средняя скорость составила  $4 \times 10^6 \text{ см/с}$ , поэтому согласно (1) для обеспечения режима световой детонации с такой скоростью требуется плотность мощности лазерного излучения  $\sim 8 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$ , что существенно меньше плотности мощности лазерного излучения в эксперименте. Закон распространения плазменного фронта для нашего случая описывается степенной зави-

симостью расстояния от времени  $r \sim t^{0.4}$ , что характерно для механизма волны световой детонации [11]. Таким образом, наблюдаемый в эксперименте механизм распространения плазменного фронта можно отождествить с СДВ.

Согласно нашим измерениям, средняя скорость движения плазменного фронта навстречу лазерному излучению составила  $2 \times 10^7 \text{ см/с}$ . Из (1) следует, что для поддержания режима СДВ с такой скоростью требуется плотность мощности лазерного излучения  $\sim 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . В то же время максимальная мгновенная скорость в данном направлении составляет  $3 \times 10^7 \text{ см/с}$ , что соответствует плотности мощности  $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Данные значения  $I$  превышают экспериментально полученную плотность мощности. Необходимо отметить, что в течение временного промежутка, соответствующего длительности лазерного импульса, на мгновенных спектрах излучения плазмы зарегистрированы линии поглощения на длине волны  $777 \text{ нм}$  мультиплета атома кислорода ОI, (поглощение, соответствующее переходам атома азота, не наблюдалось), что говорит о большой концентрации атомов кислорода, а следовательно, о фотодиссоциации молекул кислорода УФ излучением плазмы [12]. С учетом всех перечисленных фактов приходим к выводу, что навстречу лазерному излучению плазменный фронт движется в режиме быстрой волны ионизации [13].

Теперь перейдем к рассмотрению динамики спектров лазерного пробоя атмосферы в зависимости от времени  $t$ , прошедшего от начала пробоя. Наблюдение излучения лазерной плазмы осуществлялось в трех спектральных диапазонах, где зарегистрированы наиболее интенсивные мультиплеты атмосферных газов: NII (333 нм), NII (500 нм) и OI (777 нм). Идентификация атомных спектральных линий проводилась на основе базы данных атомных спектральных линий ASD 3.0 [14], а молекулярных линий – на основе данных работ [15–17]. Отметим, что вышеупомянутые неразрешенные мультиплеты атмосферных газов являются суперпозицией определенного числа линий, информация о которых можно найти в [14]. На рис.2 представлена динамика спектральных линий в диапазоне длин волн  $300 - 375 \text{ нм}$ . Для  $t = 2 \text{ нс}$  (кривая 1) на фоне интенсивного сплошного спектра выделяются молекулярные полосы, соответствующие излучению молекулярного азота. При  $t = 10 \text{ нс}$  (кривая 2) наряду с молекулярными полосами наблюдается провал интенсивности сплошного спектра с минимумом на  $\lambda = 340 - 350 \text{ нм}$ . Данный эффект регистрируется в диапа-

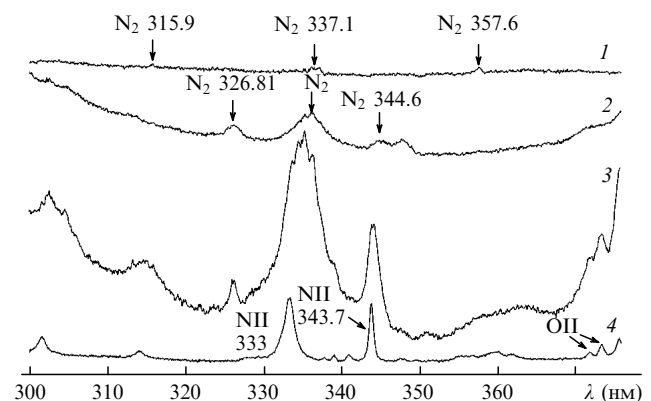


Рис.2. Спектры излучения плазмы в моменты времени от начала пробоя  $t = 2$  (1), 10 (2), 50 (3) и 200 нс (4).

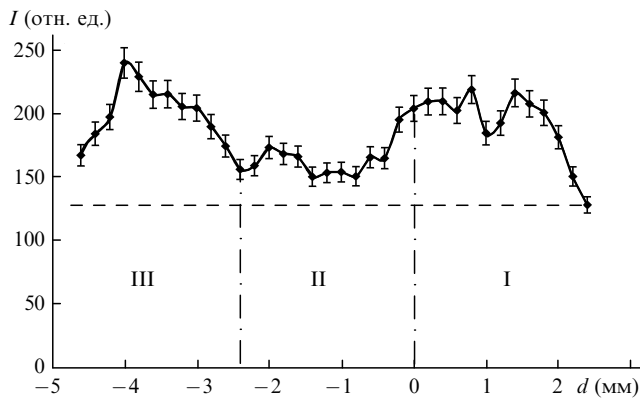


Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности излучения плазмы от расстояния между точками фокусировки  $d$ .

зоне задержек  $3 \text{ нс} < t < 200 \text{ нс}$ . Через  $t = 50 \text{ нс}$  (кривая 3) регистрируемый спектр обусловлен, скорее всего, суперпозицией излучения атомов, молекул и сплошного спектра.

Отметим, что молекулярные полосы, приведенные на рис.2, получены также в работах [15–18]. Провал интенсивности сплошного спектра описан в [16], наличие провала авторы объясняют поглощательными переходами с возбужденных колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния и с возбужденных электронных состояний молекул атмосферных газов, которые приводят к фотодиссоциации молекул. Такое объяснение справедливо и в нашем случае, т. к., во-первых, зарегистрировано поглощение на линии ОI (777 нм), а во-вторых, механизм переноса плазменного фронта – это быстрая волна ионизации, для которой фотоионизация атмосферных газов играет существенную роль. Начиная с  $t = 200 \text{ нс}$  (кривая 4), провал интенсивности сплошного спектра исчезает, отсутствуют также молекулярные полосы. В остальных исследуемых спектральных диапазонах молекулярные полосы и провал интенсивности сплошного спектра зарегистрированы не были. Отметим так-

же, что мультиплет NII (333 нм) наблюдается до времени  $t = 500 \text{ нс}$ , мультиплет NII (500 нм) – на временном интервале  $15 \text{ нс} < t < 5 \text{ мкс}$ , а мультиплет ОI (777 нм) – на временном интервале  $60 \text{ нс} < t < 20 \text{ мкс}$ . Столь большая задержка для ОI (777 нм) объясняется поглощением излучения вследствие фотодиссоциации молекул кислорода.

### 3.2. Взаимодействие лазерных плазм

В режиме взаимодействия были проведены измерения интегральной (по спектру) светимости лазерной плазмы в зависимости от расстояния между точками фокусировки, а также исследована динамика свечения сплошного и эмиссионного спектров лазерной плазмы. На рис. 3 представлена зависимость интегральной интенсивности излучения от расстояния  $d$ .

Штриховая горизонтальная линия соответствует суммарной интенсивности двух не взаимодействующих плазм. На рис.3 отмечены три области взаимодействия. Пространственная область I соответствует диапазону  $0 < d < +2.5 \text{ мм}$ , т.е. случаю, когда каждый взаимодействующий плазменный факел движется в направлении распространения своего луча в режиме СДВ. В этой области увеличение интегральной интенсивности свечения плазмы относительно интегральной интенсивности не взаимодействующих плазм достигает 70%. Пространственная область II соответствует диапазону  $-2.4 \text{ мм} < d < 0$ . Одной из ее характерных особенностей является образование единого плазменного факела. В этой области наблюдается увеличение интегральной интенсивности свечения плазмы до 20%. Пространственная область III соответствует диапазону  $-4.6 \text{ мм} < d < -2.4 \text{ мм}$ , т.е. случаю, когда существуют два ярко выраженных плазменных факела, движущихся навстречу лазерному излучению в режиме быстрой волны ионизации. В этой области наблюдается 85%-ное увеличение интегральной интенсивности свечения плазмы.

На рис.4 представлена динамика профиля интенсивности излучения мультиплета однократно ионизованно-

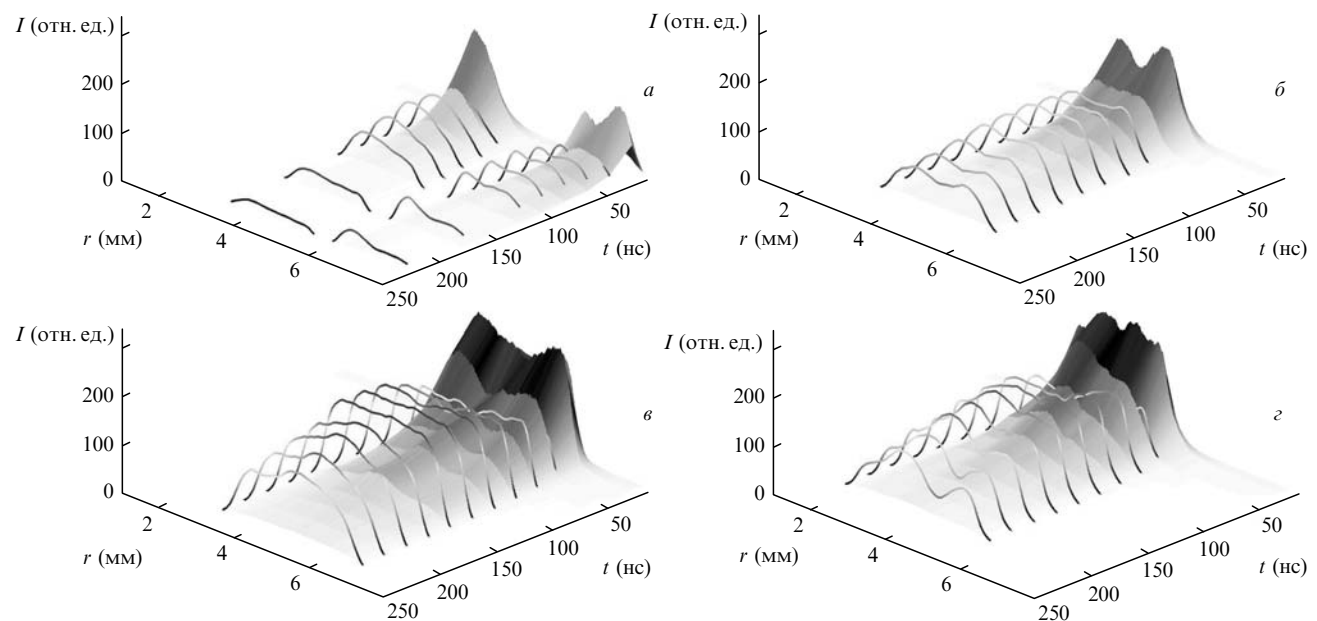


Рис.4. Пространственно-временная динамика профиля интенсивности излучения мультиплета NII (500 нм) и фона в отсутствие взаимодействия (а) и при взаимодействии в пространственных зонах II (б), I (в) и III (г). Сплошные линии – профиль интенсивности мультиплета NII (500 нм), затемненные области – фон.

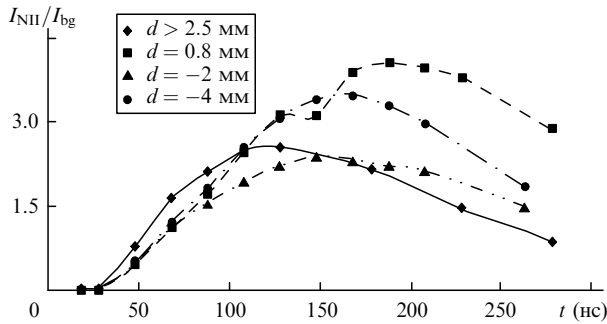


Рис. 5. Динамика отношения интенсивности мультиплета NII (500 нм) к интенсивностям фона.

го азота NII (500 нм) для трех пространственных областей и случая невзаимодействующих плазм. Значения интенсивности на крыльях мультиплета интерполировались экспонентой, что позволило определить интенсивность сплошного спектра на длине волны 500 нм. Характеристики сплошного и линейчатого спектров значительно различаются в зависимости от степени взаимодействия лазерных плазм. Характерное время спада интенсивности сплошного спектра увеличивается от 50 до 150 нс, максимум интенсивности мультиплета NII (500 нм) смещается от временного интервала 50 нс <  $t$  < 150 нс к интервалу 100 нс <  $t$  < 200 нс при переходе от случая невзаимодействующих плазм к взаимодействию в пространственной области III или I. При этом взаимодействие плазм в данных областях сопровождается появлением «горба». Эта особенность наиболее выражена в пространственной области I (рис. 4, в) на временном интервале 50 нс <  $t$  < 250 нс в распределении сплошного спектра, а для  $t > 150$  нс – в распределении интенсивности мультиплета. Для пространственной области III характерно наличие двух максимумов интенсивности мультиплета NII (500 нм) (рис. 4, з), которые на временном интервале 50 нс <  $t$  < 100 нс сближаются, образуя «горб», а затем (при 150 нс <  $t$  < 250 нс) расходятся.

На рис. 5 представлены временные зависимости отношения интенсивности мультиплета однократно ионизованного азота ( $\lambda = 500$  нм) к интенсивностям фона для трех обозначенных на рис. 3 пространственных областей и положения плазменных факелов в отсутствие взаимодействия. Максимальное отношение (в случае невзаимодействующих факелов) наблюдается при  $t = 120$  нс. При взаимодействии плазменных факелов в пространственной области I максимальное отношение имеет место для  $t = 190$  нс от начала пробоя ( $d = 0.8$  мм). Отметим заметное увеличение временных интервалов, на которых наблюдаются большие значения отношений, по сравнению со случаем невзаимодействующих плазм. В пространственной области II временное поведение отношения интенсивностей практически совпадает со случаем не-

взаимодействующих факелов ( $d = -2$  мм). В пространственной области III зарегистрировано меньшее увеличение отношения по сравнению с областью I; максимальный контраст был зарегистрирован для  $t = 170$  нс относительно начала пробоя ( $d = -4$  мм).

#### 4. Заключение

Полученные результаты показывают, что спектральные и временные характеристики при взаимодействии лазерных плазм значительно отличаются от случая невзаимодействующей плазмы при лазерном пробое в нормальной атмосфере. В структуре взаимодействующих плазм выделяются три пространственные области, определяемые механизмами распространения плазменного фронта. Наблюдается увеличение интегральной интенсивности излучения, интенсивностей линейчатого и сплошного спектров, причем отношение интенсивности эмиссионной линии к интенсивности фона возрастает в два раза. Зарегистрировано значительное увеличение временного интервала, в котором наблюдаются большие отношения интенсивностей.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (контракт № 02.442.11.7347) и ДВО РАН (гранты № 06-III-B-02-062 и № 06-III-B-02-063).

1. Elton R.C., Billings D.-M., Manka C.K., et al. *Phys. Rev. E*, **49**, 1512 (1994).
2. Leboucher-Dalimier E., Angelo P., Gauthier P., et al. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer*, **58**, 721 (1997).
3. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Еремин Ю.В. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 1481 (1991).
4. Xi T.-T., Lu X., Zhang J. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 025003 (2006).
5. Букин О.А., Алексеев А.В., Ильин А.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **16**, 26 (2003).
6. Букин О.А., Зинин Ю.А., Свириденков Э.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **5**, 1213 (1992).
7. Noll R., Sattman R., Sturm V., et al. *J. Anal. At. Spectrom.*, **19**, 419 (2004).
8. Букин О.А., Ильин А.А., Голик С.С. и др. *ЖПС*, **70**, 531 (2003).
9. Beduneau J.-L., Ikeda Yu. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer*, **84**, 123 (2004).
10. Райзер Ю. П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
11. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В. и др. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 11, 35 (1977).
12. Железняк М.Б., Мнацаканян А.Х. *ЖТФ*, **47**, 2497 (1977).
13. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М. и др. *Оптический разряд в аэрозолях* (М.: Наука, 1990, с. 44).
14. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
15. Couairona A., Mechain G., Tzortzakis S., et al. *Opt. Comm.*, **225**, 177 (2003).
16. Липчак А.И., Соломонов В.И., Тельнов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 367 (1995).
17. Martin F., Mawassi F., Vidal I., et al. *Appl. Spectr.*, **56**, 1444 (2002).
18. Осипов В.В., Соломонов В.И., Платонов В.В. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 467 (2005).