



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Е. Андреев, В. М. Батенин, Л. Я. Марголин, Л. Я. Полонский, Л. Н. Пятницкий, Ю. А. Аристов, А. И. Зыков, Н. М. Тертеров, Эффект самомодуляции бездифракционных лазерных пучков,
Письма в ЖТФ, 1989, том 15, выпуск 3, 83–87

<https://www.mathnet.ru/pjtft2525>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

23 апреля 2025 г., 12:17:48



Таким образом, показано, что квантово-размерные полупроводниковые гетеролазеры на гетеропереходе II-го рода являются наиболее быстродействующими из полупроводниковых лазеров. Это связано с тем, что они работают на основных носителях заряда.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Рогачев А.А., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217-2221.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.
В окончательной редакции
5 октября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3

12 февраля 1989 г.

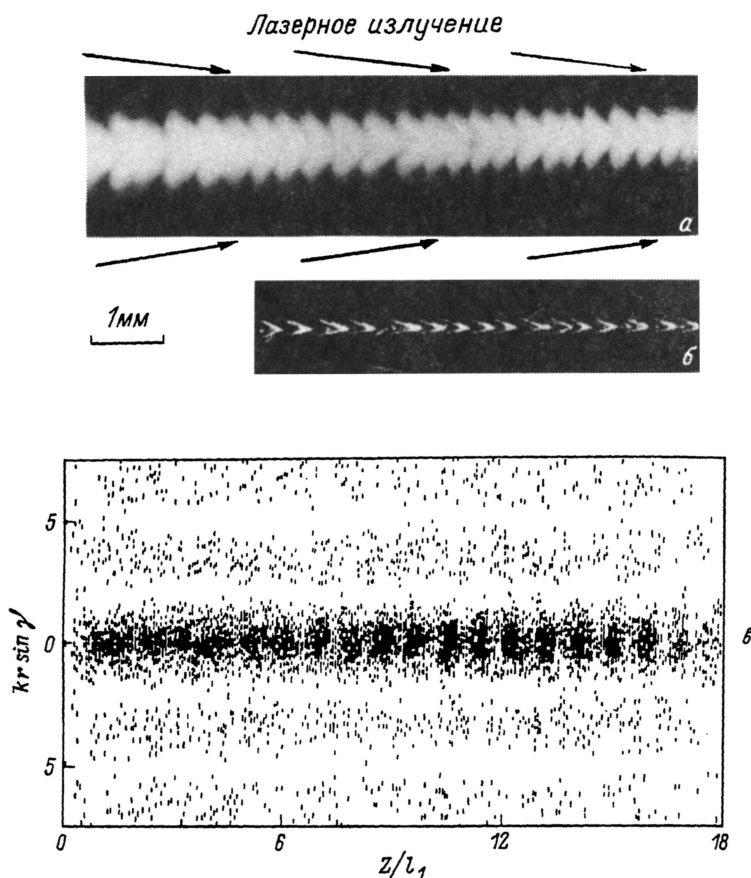
01; 07

ЭФФЕКТ САМОМОДУЛЯЦИИ БЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Н.Е. Андреев, В.М. Батенин,
Л.Я. Марголин, Л.Я. Полонский,
Л.Н. Пятницкий, Ю.А. Аристов,
А.И. Зыков, Н.М. Тертеров

Бездифракционный пучок длины $L \ll R / [(n-1)\alpha]$ может быть сфокусирован конической линзой (аксиконом) с апертурой R и углом при основании конуса α (n - показатель преломления материала аксикона). Постановка задачи о самомодуляции бездифракционных пучков обусловлена наблюдением периодической структуры канала оптического разряда нового типа - сплошной лазерной (СПЛ) искры [1, 2], возникающей в таком пучке, а также принципиальным отличием бездифракционных пучков от гауссовых, дающим основание для обособления их в отдельный класс [3].

За счет бокового подвода излучения диаметр осевой каустики аксикона остается постоянным вдоль всей длины L фокального отрезка, что создает условия для возникновения в осевой каустике аксикона СПЛ-искры, типичные фотографии которой непосредственно после пробоя приведены на рис. 1, а, б. Изображение канала искры на рис. 1, а получено в свете собственного излучения (экспозиция 100 нс), а на рис. 1, б - в свете рассеянного греющего лазерного излучения ($\lambda = 1.06$ мкм, экспозиция 1 нс). Причину воз-



никновения такой структуры разряда следует искать в процессах взаимодействия бездифракционного светового пучка с нелинейной средой.

Для описания распространения лазерного пучка в среде с кубичной нелинейностью можно использовать параболическое уравнение для комплексной амплитуды $\mathcal{E}(r, z)$ напряженности поля волны $\vec{E}(\vec{x}, t) = \text{Re}\{\vec{e}\mathcal{E}(r, z) \cdot \exp[-i(\omega t - kz)]\}$ [4]:

$$2ik \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \right) + k^2 n_2 |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} = 0, \quad (1)$$

где $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_0}$, а $n_2 = \delta\epsilon_2/\epsilon_0$ — коэффициент в разложении диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon_2 |\mathcal{E}|^2$, определяемый нелинейной поляризуемостью среды. Граничное условие при $z = 0$, отвечающее фокусировке пучка аксиконом с апертурой R и углом γ наклона

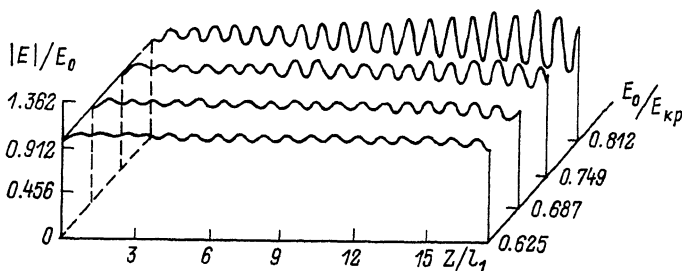


Рис. 2.

лучей к оси $z(\gamma = (n-1)\alpha \ll 1)$ имеет вид

$$\mathcal{E}(r, z=0) = \mathcal{E}_i(r) \exp(-iks \sin \gamma r), \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_i(r)$ – радиальный профиль фокусируемого пучка ($\mathcal{E}_i(r > R) = 0$).
 При $n_2 = 0$ получаем линейное решение задачи для $z \gg \lambda / \sin^2 \gamma$ ($\lambda = \frac{2\pi}{k}$) в приосевой области фокального отрезка $z < L = R / \sin \gamma$:

$$\mathcal{E}^{(0)}(r, z) = E_0 J_0(k \sin \gamma r) \exp(-i \frac{k}{2} \sin^2 \gamma z) + \beta J_0(\frac{R}{z} k r) \exp(i k R^2 / 2 z). \quad (3)$$

Первое слагаемое в этом выражении описывает бездифракционный пучок с поперечным волновым вектором $k_{\perp} = k \sin \gamma$ (соответственно $\delta k_{\perp} = \frac{1}{2} k \sin^2 \gamma$) и медленно меняющейся на масштабах k_{\perp}^{-1} и δk_{\perp}^{-1} комплексной амплитудой E_0 . Основная зависимость E_0 от координат определяется радиальным распределением фокусируемого пучка $\mathcal{E}_i(r)$ и нарастанием интенсивности вдоль каустики ($\sim \sqrt{z/\lambda}$), обусловленным геометрическим фактором:

$$E_0 = 2\pi \sin \gamma \sqrt{z/\lambda} \mathcal{E}_i(z \sin \gamma) \exp(-i\pi/4). \quad (4)$$

Второе слагаемое с амплитудой

$$\beta \propto \frac{1}{z/L - 1} \mathcal{E}_i(R) \exp(-iks \sin \gamma R) \quad (5)$$

мало по сравнению с первым как $\sqrt{\lambda/z} \ll 1$ на всем фокальном отрезке $z < L$ и описывает дифракцию на краю аксикона.

Отметим, что в линейном решении (3) амплитуда возникающих при учете конечной апертуры аксикона осциллирующей интенсивности излучения $|\mathcal{E}^{(0)}(z)|^2$ [3, 5] мала по параметру $(\lambda/z)^{1/2}$. Кроме того, для фокусируемых пучков гауссового типа ($\mathcal{E}_i(r) = A \exp[-\frac{1}{2}(r/R_p)^{2N}]$) с характерным радиусом $R_p < R$ амплитуда таких осцилляций, согласно (5), экспоненциально убывает с ростом отношения R/R_p .

Наконец, период осцилляций линейного решения (3) $\rho(z) = \frac{2\lambda}{\sin^2 \gamma} \frac{(z/L)^2}{1-(z/L)^2}$ квадратично меняется с координатой z . Поэтому при реально используемых в экспериментах аксиконах с $R \gg \lambda$ осцилляции линейного решения, обусловленные конечностью апертуры, пренебрежимо малы и не могут быть причиной возникновения периодической структуры лазерной искры [1, 2], а механизм возникновения такой структуры следует искать в нелинейных эффектах при распространении бездифракционных пучков в среде.

Процесс самовоздействия бездифракционных пучков в нелинейной среде качественно отличается от поведения пучков с гладким радиальным распределением типа гауссовых. Это отличие обусловлено тем, что радиальное распределение интенсивности бездифракционных пучков содержит периодические кольцевые зоны между нулями функции Бесселя J_0 , существующие уже в линейном решении (первое слагаемое формулы (3)). Мощность излучения в каждой такой зоне практически одинакова и сравнима с мощностью в осевой каустике, ограниченной первым нулем ($x_1 = 2.4/k \sin \gamma$) функции J_0 . Поэтому при приближении мощности в осевой каустике, а, следовательно, и в каждой кольцевой зоне к критической для самофокусировки, т.е.

$$E_0^2 \sim E_{кр}^2 = \sin^2 \gamma / n_2,$$

можно ожидать возникновения периодического изменения интенсивности на оси пучка с характерным масштабом l_1 , определяемым дифракционным размером осевой каустики

$$l_1 = \frac{2\pi}{\delta k_{||}} = \frac{4\pi}{k \sin^2 \gamma} \sim k r_f^2. \quad (6)$$

Именно такую картину демонстрируют результаты численного решения задачи (1), (2), представленные на рис. 2, где изображена зависимость интенсивности пучка $|\mathcal{E}|^2/E_0^2$ на оси от продольной координаты z/l_1 при различных значениях параметра $E_0/E_{кр}$. В расчетах для устранения краевых эффектов радиальное распределение фокусируемого пучка предполагалось гипергауссовым с $N = 8$, $R_f \approx 0.8R$ и было спрофилировано так, чтобы на большей части фокального отрезка $l_1 \ll z \ll R_f/\sin \gamma \approx 15l_1$ напряженность поля E_0 линейного решения (4) на оси пучка была постоянна. Пространственное распределение интенсивности пучка в виде плотности в приосевой области для $E_0/E_{кр} = 0.812$ представлено на рис. 1, в. Естественно предполагать, что на начальной стадии формирования лазерной искры образующиеся плазменные сгустки локализируются в местах повышенной интенсивности излучения. Поэтому рис. 1, а-в демонстрирует качественное согласие расчетов с экспериментальными данными по структуре канала СПЛ-искры непосредственно после пробоя. При этом наблюдаемый в эксперименте пространственный масштаб модуляции $\sim (3 \pm 1) \cdot 10^2$ мкм при $\gamma \approx 10^{-1}$ совпадает с периодом колебаний нелинейного решения $\sim l_1$ (см. рис. 1).

Обнаруженное качественно новое поведение бездифракционных пучков в нелинейной среде, проявляющееся в эффекте периодической самомодуляции интенсивности с медленно (на расстояниях, значительно превышающих период модуляции) нарастающей амплитудой происходит в диапазоне значений докритического поля $1/4 \leq E_0^2/E_{KP}^2 \leq 1$.

Нелинейность среды (величина коэффициента n_2 и пороговое для эффекта самомодуляции поле $E_{пор}^2 \approx \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \gamma}{n_2}$) в обсуждаемых экспериментах может определяться различными факторами от поляризуемости возбужденных атомов и молекул нейтрального газа до тепловой и стрикционной нелинейности плазмы, возникающей на ранних стадиях ее образования. Во всяком случае, при данной плотности потока q сфокусированного лазерного излучения величина коэффициента n_2 , необходимая для проявления эффекта самомодуляции, должна быть не меньше $n_2^* \approx \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \gamma}{E_0^2} = \frac{c}{32\pi} \frac{\sin^2 \gamma}{q}$. Например, для плазмы с $n_e \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ (начальная стадия ее образования из газа атмосферного давления) определяющим механизмом является локальная тепловая нелинейность. При этом $n_2^* = \frac{1}{4} \frac{m_i}{m_e} \frac{n_e}{nc} (4\pi n_c T_e)^{-1}$, где $m_{e,i}$ - масса электронов и ионов, $n_c^* = m_e^{1/2} \omega^2 / 4\pi e^2$, что для используемых в экспериментах потоков излучения $q \gtrsim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ превышает n_2^* .

Обнаруженный эффект самомодуляции является общим свойством бездифракционных пучков при распространении в нелинейных средах, проявляющимся, в частности, в образовании периодической структуры СПЛ-искры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Воробьев В.Б., Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. Препринт ИВТАН № 5-145, М., 1984. 25 с.
- [2] Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Р. 218.
- [3] Durnin J., Micseli J.J., Eberly J.H. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1499.
- [4] Луговой В.Н., Прохоров А.М. // УФН. 1973. Т. 111С. 203.
- [5] Perez M.V., Gomes-Rey M., Cuadrado J.M. // Opt. Acta. 1986. V. 33. P. 1161.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.