

02;07;10;12

## **Исследование негомогенных кинетических процессов в газовой среде, возбуждаемой многозарядными ионами**

© А.П. Будник, И.В. Добровольская, П.П. Дьяченко,  
С.В. Козел

ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского,  
Обнинск

Поступило в Редакцию 22 ноября 1996 г.

В работе впервые теоретически исследованы пространственно-временные характеристики трековых структур в газовой среде, возбуждаемой многозарядными ионами, и оценено влияние таких структур на качество пучка излучения квантовых усилителей. В работе разработана модель, которая учитывает процесс диффузии и дрейфа тяжелых частиц на всех стадиях эволюции трека.

Недавно показано [1], что в активных средах газовых лазеров, возбуждаемых многозарядными ионами (в том числе осколками деления), из-за трековых эффектов возможно появление сильных флуктуаций концентраций некоторых компонент среды. Исследование трековых эффектов имеет важное научное и практическое значение, так как обусловленные этими флуктуациями оптические микронеоднородности активных сред могут определять качество пучка излучения создаваемых в настоящее время высокоэнергетических широкоапертурных квантовых усилителей [2], активная среда которых непосредственно возбуждается осколками деления.

Кратко изложим основные положения рассматриваемой модели. Следуя работе [1], представим процесс накачки в виде суперпозиции детерминированной непрерывной и случайной импульсной составляющих. Импульсная составляющая моделирует близкие пролеты многозарядных ионов, непрерывная — далекие пролеты. При этом близкий пролет многозарядных ионов представляет собой случайный процесс, а момент появления ионов вблизи выделенной точки описывается распределением Пуассона. Исследуем далее случай, когда большинство сердечни-

ков<sup>1</sup> треков успевает распасться быстрее, чем произойдет следующий близкий к сердечнику пролет многозарядных ионов, а оболочки треков за время жизни сердечника многократно перекрываются. Учет только сильные флуктуации, обусловленные сердечниками треков, и пренебрежем слабыми, обусловленными оболочками треков. Тогда приближенно можно рассматривать эволюцию сердечника трека многозарядных ионов как процесс, протекающий на фоне постоянной гомогенной накачки. Такое приближение ограничивает сверху и снизу допустимые значения удельной мощности накачки.

Считая трек ионов аксиально-симметричным и пренебрегая неоднородностью вдоль оси трека, будем описывать его эволюцию в плоскости, перпендикулярной оси трека, системой уравнений [4,5]:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{v}{3} \nabla_r \left( -\frac{v}{\nu} \nabla_r f_0 + \frac{eE_c}{m_e \nu} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{E^2 e^2}{3m^2 \nu} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) + S_0(f_0, N_{ik}) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{ik}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( D_{ik} \frac{\partial N_{ik}}{\partial r} - \mu_{ik} \cdot E \cdot N_{ik} \right) \right] + f_{ik}; \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E) = -4\pi \cdot e \cdot (N_e - N_i), \quad (3)$$

где  $t$  — время,  $r$  — расстояние от оси трека,  $v$  — скорость электрона,  $f_0(r, v, t)$  — функция распределения электронов по скоростям,  $N_e(r, t)$  и  $N_i(r, t)$  — электронная и полная ионная концентрации,  $N_{ik}(r, t)$  — концентрация частиц  $k$ -сорта,  $E(r, t)$  — напряженность электрического поля,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $\nu(\varepsilon)$  — частота столкновений электрона с атомами,  $\varepsilon$  — энергия электрона,  $S_0(f_0, N_{ik})$  — интеграл столкновений,  $D_{ik}$  и  $\mu_{ik}$  — коэффициент диффузии и подвижность частиц  $k$ -сорта,  $f_{ik}$  — члены, описывающие рождение и уничтожение частиц  $k$ -сорта.

<sup>1</sup> В радиационной химии область вблизи оси трека тяжелой заряженной частицы, в которой плотность энерговыделения много больше, чем в окружающей эту область среде, называют сердечником трека, а оболочкой трека — окружающую сердечник область, где энерговыделение достаточно значительно [3]. Именно в области сердечников флуктуации концентрации наибольшие.

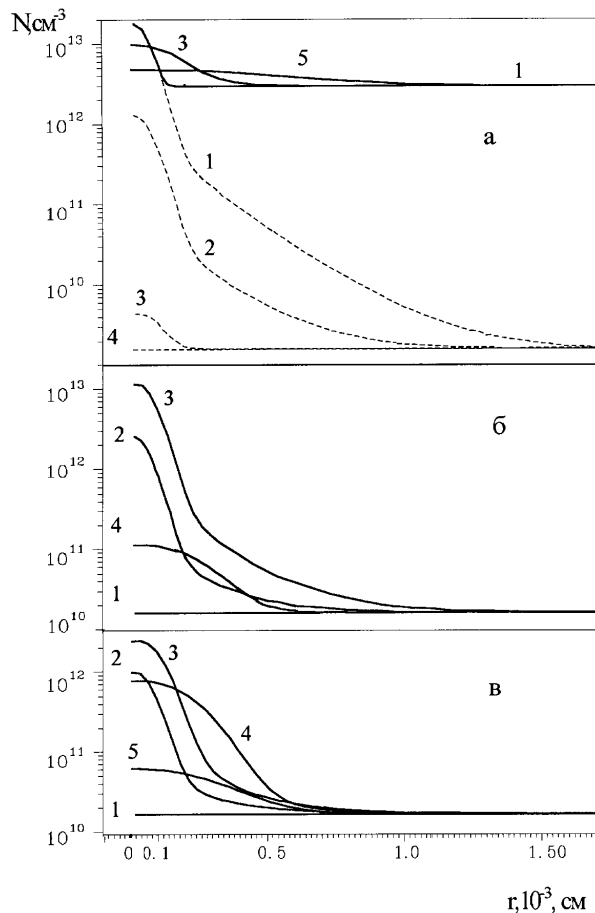
Система уравнений (1)–(3), дополненная соответствующими начальными и граничными условиями [4,5], позволяет провести моделирование процессов эволюции сердечника трека. Расчеты проводились для смеси гелия с парами кадмия. Концентрация атомов He принималась близкой к оптимальной для накачки жестким ионизатором, а концентрация атомов Cd — несколько завышенной ( $1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) для применимости модели. Схема плазмохимических процессов и радиационных переходов в He–Cd среде построена на основе данных [6–7] и подробно описана в работах [1,8]. Всего в модели учитывалось 19 компонент плазмы (электроны, атомы He, Cd и атомарные ионы  $\text{He}^+$ ,  $\text{Cd}^+$  в основном и возбужденных состояниях, молекулы  $\text{He}_2$  и молекулярные ионы  $\text{He}_2^+$  и  $\text{Cd}_2^+$ ), 54 плазмохимические реакции и 16 радиационных переходов.

Типичный результат математического моделирования представлен на рис. 1. После пролета многозарядных ионов наиболее сильное возмущение испытывает концентрация ионов  $\text{He}^+$ . Меньше возмущается концентрация молекулярных ионов  $\text{He}_2^+$ , которая сначала возрастает в результате процесса конверсии атомарных ионов  $\text{He}^+$  в молекулярные, а затем из-за перезарядки и диффузии уменьшается. Увеличение концентрации молекулярных ионов гелия  $\text{He}_2^+$  вызывает благодаря процессам перезарядки ионов  $\text{He}_2^+$  на атомах кадмия рост концентрации ионов  $\text{Cd}^+$  на верхнем лазерном уровне для перехода с  $\lambda = 441.6 \text{ нм}$ . Распад сердечника трека происходит в результате плазмохимических процессов, радиационных переходов и диффузии.

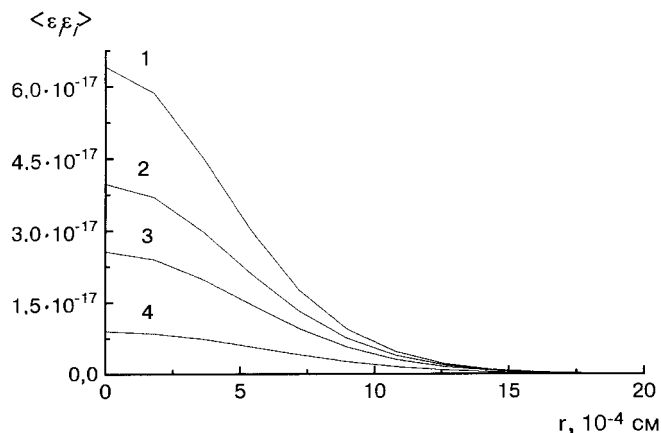
Учет диффузии тяжелых частиц уменьшает амплитуду флуктуаций по сравнению с расчетами, выполненными ранее [1]. Однако основной вывод, сделанный в [1], о возможности сильных флуктуаций параметров среды остается верным.

Результаты моделирования были использованы для расчетов корреляционных функций комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 2) гелий-кадмиевой среды. Корреляционные функции мнимой части диэлектрической проницаемости на несколько порядков превышают корреляционные функции мнимой и действительных частей, а также действительной части диэлектрической проницаемости, поэтому не приведены на рисунке.

Используя данные, представленные на рис. 2, в линейном режиме усиления плоской электромагнитной волны в статистически однородно накачиваемой гелий-кадмиевой среде можно найти следующие зависи-



**Рис. 1.** Зависимости концентраций различных ионов от расстояния до оси трека многозарядных ионов в гелий-кадмиевой плазме в различные моменты времени после пролета многозарядных ионов: 1 — 200 пс, 2 — 1.3 нс, 3 — 7.8 нс, 4 — 26 нс, 5 — 57 нс. Заряд иона  $Z = 15$ , массовое число  $A = 144$ , кинетическая энергия  $E = 80$  Мэв. Концентрация атомов гелия —  $5.86 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , кадмия —  $1.01 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Средняя мощность накачки  $60 \text{ Вт/см}^3$ .  $I(a)$  — пунктирная линия — концентрация ионов  $\text{He}^+$ , сплошная линия — полная ионная концентрация;  $I(б)$  — концентрация ионов  $\text{He}_2^+$ ;  $I(в)$  — ионов  $\text{Cd}^+$  на верхнем лазерном уровне ( $\lambda = 441.6 \text{ нм}$ ).



**Рис. 2.** Зависимость корреляционной функции мнимой части диэлектрической проницаемости при поперечной накачке пучком многозарядных ионов от расстояния  $r$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка, для различных значений  $t$  (1 —  $t = 0$  нс, 2 —  $t = 40$  нс, 3 —  $t = 60$  нс, 4 —  $t = 100$  нс) для гелий-кадмиевой среды. Параметры среды и накачки такие же, как на рис. 1.

мости:

$$\sigma_s^2 = \sigma_\chi^2 = 4.87 \cdot 10^{12} \ln M, \quad \langle \theta^2 \rangle = 1.72 \cdot 10^{-13} \ln M,$$

где  $\sigma_s$  ( $\sigma_\chi$ ) — дисперсия фазы (уровня) волны;  $\langle \theta^2 \rangle$  — средний квадрата угла, характеризующего расходимость излучения [9];  $M$  — коэффициент усиления,  $M = \exp(\langle g \rangle z)$ ;  $z$  — расстояние, пройденное излучением в среде;  $\langle g \rangle$  — среднее значение линейного коэффициента усиления излучения.

Следовательно, при разумных значениях  $M$  и высокой концентрации паров Cd флуктуации излучения невелики, а угловая расходимость, обусловленная трековыми структурами, превосходит дифракционную лишь при апертуре усилителя около 1 м. При снижении концентрации паров Cd из-за возрастания времени жизни сердечников влияние трековых эффектов на флуктуации излучения, по-видимому, может значительно возрасти. Однако для точной оценки этого эффекта следует учесть возможность перекрытия сердечников треков.

Таким образом, в работе впервые показано, что дискретная природа ядерной накачки накладывает фундаментальные ограничения на качество пучка излучения оптических квантовых усилителей, активная среда которых непосредственно возбуждается многозарядными ионами (в частности, осколками деления тяжелых ядер).

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку работы (грант 96-02-17443а).

## Список литературы

- [1] *Будник А.П., Вакуловский А.С., Добровольская И.В.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 23. С. 67–72.
- [2] *Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В.* и др. // Атомная энергия. 1996. Т. 80. В. 5. С. 361–365.
- [3] *Ликаев А.К.* Современная радиационная химия. Радиолит жидкостей и газов. М., 1987. Т. 2. 439 с.
- [4] *Vudnik A.P., Sokolov Yu.V., Vakulovskiy A.S.* // Hyperfine interactions. 1994. V. 88. P. 185–192.
- [5] *Будник А.П., Вакуловский А.С.* // Труды второй международной конференции. Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН-94). Арзамас-16. 1995. Т. 1. С. 75–89.
- [6] *Дорофеев Ю.Б., Полетаев Е.Д., Дьяченко П.П., Тараско М.З.* // Препринт ФЭИ-2311. Обнинск, 1993. С. 48.
- [7] *Горюнов Ф.Г., Держиев В.И., Жидков А.Г.* и др. // Квантовая электроника 1989. Т. 16. № 10. С. 2039–2047.
- [8] *Будник А.П., Добровольская И.В.* // Препринт ФЭИ-2498. Обнинск, 1996. С. 35.
- [9] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* // Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М., 1978.