

01;04

Эффекты нелокальности функции распределения электронов в ячейке плазменной дисплейной панели

© В.В. Иванов, Ю.А. Манкелевич, О.В. Прошина, Т.В. Рахимова

НИИ ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 2 февраля 2000 г.

Разработана самосогласованная гибридная модель разряда в ячейке плазменной дисплейной панели, адекватно описывающая нелокальность электронов в нестационарном случае. Сравнительный анализ, проведенный на основе расчетов по гибридной и локальной модели, показал существенные различия как в структуре разряда, так и в динамике излучения.

Широкий интерес к исследованию разряда переменного тока в ячейке плазменной дисплейной панели (ПДП) обусловлен несколькими причинами. С одной стороны, излучение комплекса электродинамических и плазмохимических процессов в ПДП ячейках необходимо для проектирования управляющей электроники ПДП и улучшения качества и яркости изображения. С другой стороны, в ПДП существенны такие фундаментальные газоразрядные процессы, как электрический пробой, образование катодного слоя и квазинейтральной плазмы, распад плазмы и перенос заряда на диэлектрические поверхности. К тому же благодаря малым размерам ПДП ячейки ($\sim 100 \mu\text{m}$) эффекты нелокальности и нестационарности функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) оказываются важными для электродинамики и плазменной кинетики этих разрядов [1–2]. В результате обычные подходы к моделированию стационарных ВЧ разрядов и разрядов постоянного тока могут оказаться неприменимыми для моделирования разрядов в ПДП ячейках.

Здесь представлена разработанная нами гибридная пространственно-одномерная модель разряда переменного тока в ячейке ПДП. Отличим ячейки ПДП от ячейки, используемой в экране коллективного пользова-

ния (ЭКП), которая моделировалась нами в [3], является существенно меньшим межэлектродным зазором $d \sim 100 \mu\text{m}$.

При типичном рабочем напряжении поле в катодном слое достигает по абсолютной величине порядка $10^{-14} \text{V} \cdot \text{cm}^{-2}$, а его длина составляет около $10 \mu\text{m}$. Длина релаксации энергии электронов в этой области оказывается сравнимой с характерным размером изменения электрического поля. В результате на границе катодного слоя возникает пучок высокоэнергетичных электронов, прошедших катодный слой без потерь энергии и имеющих анизотропное распределение. Ионизационная способность таких электронов не описывается полем в данной точке пространства, т.е. в данном случае неприменимо ни приближение "локального поля", ни используемый в модели ЭКП [3] учет нелокальности ФРЭЭ в приближении средней энергии электронов. В разработанной гибридной модели все электроны делятся на две группы — быстрые и медленные. Движение быстрых электронов находится из решения нестационарного неоднородного уравнения Больцмана методом "частиц в ячейках" Монте-Карло (МЧЯ МК) [4], тем самым для них учитывается нелокальность ФРЭЭ. Перенос медленных электронов, ионов и нейтральных частиц описывается уравнениями непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении аналогично подходу, подробно описанному в [3]. Система уравнений непрерывности для всех компонент замыкается уравнением Пуассона для определения электрического поля

$$dE/dz = 4\pi e(n_i - n_{e,slow} - n_{e,fast}) \quad \int_0^d Edz = -V_g(t) \quad (1)$$

и уравнением внешней электрической цепи

$$V_g(t) = V_s + V_d(t) = V_s + \left(\int_0^t j^*(t) dt \right) / C_d, \quad (2)$$

где n_i , $n_{e,slow}$, $n_{e,fast}$ — концентрации положительных ионов, медленных и быстрых электронов соответственно; $V_g(t)$ — суммарное падение напряжения в газовом промежутке; d — длина газового промежутка; V_s — внешнее приложенное напряжение; $V_d(t)$ — дополнительное напряжение, создаваемое поверхностными зарядами на диэлектрических

слоях; $C_d = 230 \text{ pF/cm}^2$ — эквивалентная емкость слоев диэлектрика на единицу площади; $j^*(t) = (\int_0^d j(z, t) dz) / d$ — средняя плотность тока.

Вычисления проводились для смеси газов 90% Ne + 10% Xe при давлении 560 Torr. В данной работе использовано периодическое внешнее напряжение с частотой 100 kHz, с импульсом прямоугольной формы, $V_s = 273.5 \text{ V}$ в течение первой половины периода и $V_s = 0$ в течение второй половины периода. Расчеты проводились вплоть до выхода на стационарный режим, что происходило за 4–5 периодов.

Переход электронов из быстрой группы в медленную осуществляется при выполнении одновременно двух условий:

$$|E(z)| < E_{tr}, \quad \varepsilon < \varepsilon_{tr}, \quad (3)$$

где $E(z)$ — электрическое поле в точке, где находится электрон, ε — энергия электрона. Переходное значение поля E_{tr} в первом условии (3) выбирается так, чтобы электроны, находящиеся в области катодного слоя, где поле имеет большую абсолютную величину и резкий пространственный градиент, описывались как быстрые. Однако в области за катодным слоем в слабом поле возникает пучок высокоэнергетичных электронов, имеющих анизотропную функцию распределения, и их тоже необходимо описывать по МЧЯ МК. Поэтому второе условие (3) вводит энергетический порог ε_{tr} для перехода в группу медленных электронов, который выбирается меньше первого порога неупругого процесса.

На рис. 1 представлено пространственно-временное распределение электрического поля по нелокальной модели. Из этого рисунка видно, что в период времени до 340 ns поле остается практически постоянным по пространству. Со временем плотность ионов достигает значений порядка 10^{12} cm^{-3} , что приводит к искажению первоначального распределения электрического поля и формированию области квазинейтральной плазмы вблизи анода. Эта область распространяется в направлении катода с одновременным ростом плотности плазмы и плотности разрядного тока.

Момент времени $t = 361 \text{ ns}$ приходится на максимум плотности тока в разряде. Электрическое поле к этому моменту четко разделено на две области: катодный слой с толщиной около $13 \mu\text{m}$ с максимальным значением поля $1.5 \cdot 10^{-14} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2}$ и область квазинейтральной плазмы,

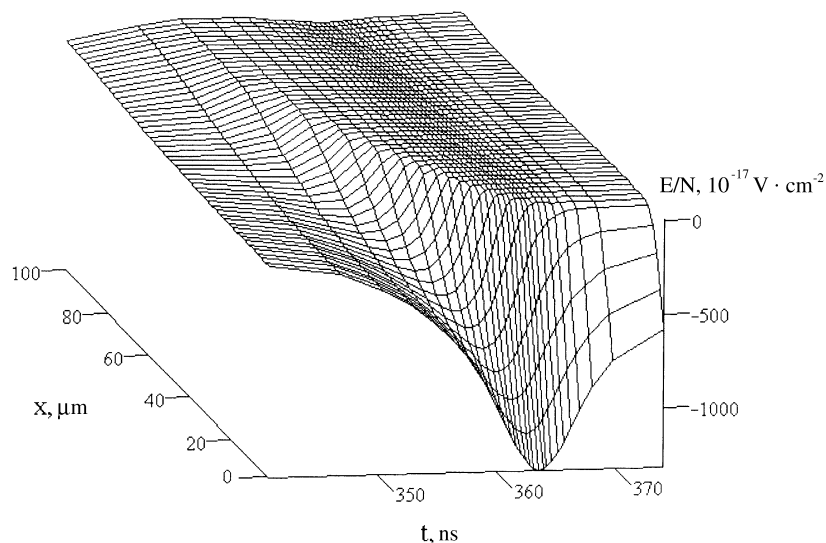


Рис. 1. Пространственно-временное распределение электрического поля в разряде в смеси 90% неона и 10% ксенона при давлении 560 Торр. Расчеты проводились методом частиц в ячейке Монте-Карло.

где электрическое поле мало по сравнению со значением в катодном слое. К этому моменту времени за счет зарядки диэлектрических слоев приложенное к разряду напряжение уменьшилось вдвое.

Сопоставление локальной и нелокальной моделей позволяет определить два существенных отличия. Время формирования катодного слоя по нелокальной модели составляет ~ 360 ns, что в 1.64 раза больше, чем по локальной модели; ширина катодного слоя по нелокальной модели примерно в два с половиной раза больше, чем по локальной модели (13 и $5 \mu\text{m}$ соответственно).

Нелокальность ФРЭ проявляется наиболее ярко в изменении структуры катодного слоя. Плотность электронов в обоих случаях достигает практически равной величины, однако на различном расстоянии от катода. В локальном случае это $5 \mu\text{m}$, а в нелокальном — $13 \mu\text{m}$. Учет нелокальности функции распределения электронов вблизи катода

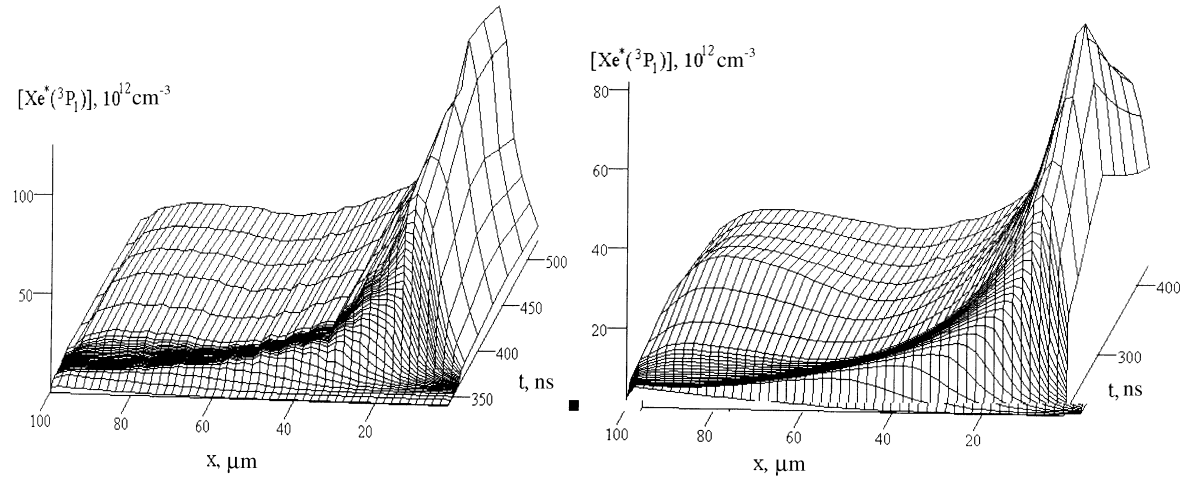


Рис. 2. Пространственно-временное распределение плотности состояния атомарного ксенона $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$. Расчеты проводились методом частиц в ячейке Монте-Карло (a), в локальном приближении (b).

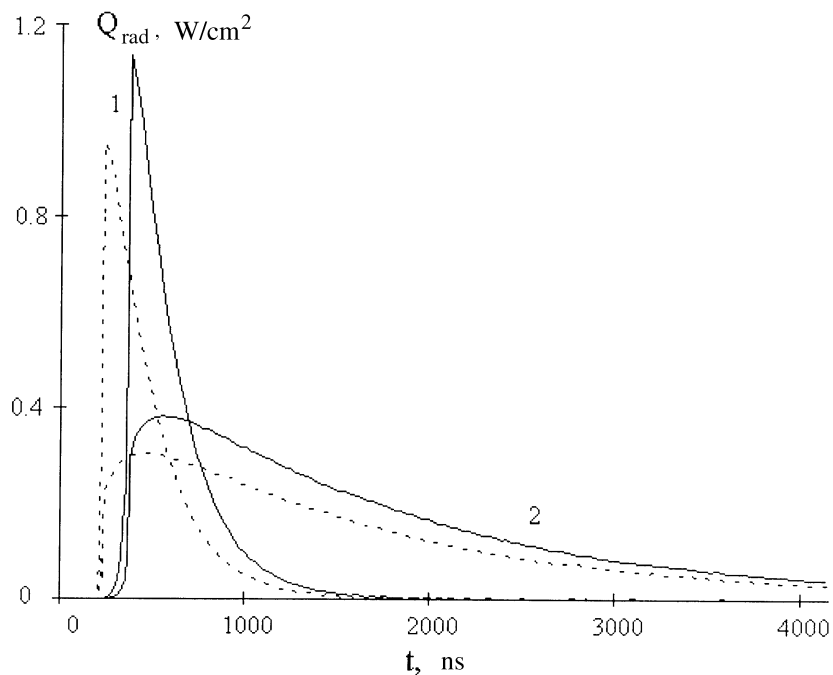


Рис. 3. Временная зависимость энергии излучения разряда: 1 — резонансная линия (147 nm), 2 — димерная линия (173 nm); сплошная кривая — расчет по нелокальной модели, пунктирная — по локальной.

приводит к значительному уменьшению скорости ионизации в этой области. Действительно, в сильных прикатодных полях электроны приобретают значительную энергию. В соответствии с локальной моделью эта энергия полностью расходуется на ионизацию и возбуждение газа непосредственно в месте ее приобретения, в то время как в нелокальном случае она расходуется в основном в области слабых полей уже за катодным падением потенциала, что и объясняет столь значительную разницу в положении максимумов электронной плотности. Быстрые электроны, проникающие в область слабого поля, обеспечивают значительную ионизацию и возбуждение газа, что приводит к формированию максимумов

плотностей состояний атомарного ксенона $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$, $\text{Xe}^*(^3\text{P}_2)$ и димера ксенона $\text{Xe}_2^*(^3\Sigma_n^+)$ на значительном удалении от катода. На рис. 2, *a, b* в качестве примера приведены пространственно-временные распределения плотности излучающего состояния атомарного ксенона $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$ в нелокальном и локальном расчетах соответственно. На рисунках хорошо видна различная структура катодных слоев в этих двух случаях. В случае расчетов по нелокальной модели максимум плотности этого состояния достигает большей величины и расположен значительно дальше от катода по сравнению с локальным случаем. В области квазинейтральной плазмы величины плотностей всех излучающих состояний близки в обоих вариантах расчетов.

Наблюдаемые особенности можно объяснить, рассматривая энергетический баланс разряда. Отметим прежде всего, что доля от полной энергии в разряде ($\sim 9 \cdot 10^{-6} \text{ J/cm}^2$), идущая в электронную компоненту плазмы в локальном случае, составляет 44%, в то время как в нелокальном — 37%. Интересно отметить, что этот эффект не приводит к уменьшению мощности излучения плазмы в нелокальном случае. Происходит значительное перераспределение энергии, идущей в электронную компоненту, большая ее доля в прикатодной области тратится на возбуждение излучающих состояний и соответственно меньшая — на ионизацию. В области небольших полей положительного столба эффекты нелокальности и анизотропии практически отсутствуют, в результате чего концентрации возбужденных состояний в обоих вариантах близки друг к другу.

Увеличение выхода излучения в нелокальном случае связано с увеличением доли энергии, идущей в возбужденные состояния ксенона. Влияние этого факта на полное излучение разряда демонстрируется на рис. 3, на котором представлена динамика интегрального по пространству излучения плазмы в резонансной и димерной линиях в обоих вариантах расчетов. Кроме временного сдвига начала излучения плазмы виден также значительный рост интенсивности излучения плазмы в нелокальном случае.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 96–15–96447 и 98–02–16381.

Список литературы

- [1] *Ivanov V.V., Klopovsky K.S., Mankelevich Y.A., Proshina O.V., Rakhimov A.T., Rakhimova T.V.* // Proc. of ICPIG XXXIII. Toulouse. France. 1997. V. II. P. 234–235.
- [2] *Boeuf J.P., Punset C., Hirech A., Doyeux H.* // Proc. of ICPIG XXXIII. Toulouse, France, 1997. V. 7. P. C4.
- [3] *Иванов В.В., Манкелевич Ю.А., Прошина О.В., Рахимов А.Т., Рахимова Т.В.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 7. С. 646–654.
- [4] *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.