

04:07

## Влияние параметров начальной плазмы на структуру токовых слоев, развивающихся в двумерных магнитных полях с нулевой линией

© Г.В. Островская,<sup>1</sup> А.Г. Франк,<sup>2</sup> С.Ю. Богданов<sup>2</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: galya\_ostr@mail.ru

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия

e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 16 ноября 2009 г.)

Методом голографической интерферометрии исследовано влияние параметров начальной плазмы на структуру плазмы токовых слоев, которые формируются в двумерных магнитных полях с нулевой линией. Впервые детально исследована эволюция плазменных слоев, развивающихся в начальной плазме низкой плотности, когда ионизация газа происходит в основном в процессе протекания через плазму импульсного тока, инициирующего формирование токового слоя. Обнаружено, что на ранней стадии эволюции такие плазменные слои существенно отличаются по своей пространственной структуре от классических токовых слоев, формируемых в плотной плазме. Тем не менее в конечном итоге протяженные плазменные слои с близкими параметрами образуются вне зависимости от начальной плотности плазмы.

### Введение

Изучение динамики замагниченной плазмы в двумерных ( $2D$ ) неоднородных магнитных полях, содержащих нулевые линии, имеет существенное значение с точки зрения возможностей и особенностей формирования токовых слоев и реализации процессов магнитного пересоединения. Как было показано теоретически [1–4] и экспериментально [5–13], возбуждение электрического тока параллельно нулевой линии инициирует  $2D$ -течения плазмы и может приводить к формированию токового слоя. В теоретических работах, как правило, считается, что в магнитном поле присутствует начальная высокоионизованная плазма, которая и вовлекается в движение при возбуждении электрического тока. В отличие от теории, в экспериментах возможны различные ситуации: либо предварительно создается начальная плазма значительной концентрации, соизмеримой с концентрацией нейтрального газа, либо такая плазма возникает за счет дополнительной ионизации газа при возбуждении тока вдоль нулевой линии. В наших работах [5–12] достаточно плотная начальная плазма создавалась в магнитном поле с помощью специальной системы, состоящей из  $\theta$ -разряда и четырех искровых инжекторов, которые осуществляли предварительную ионизацию и тем самым способствовали пробоем газа электрическим полем  $\theta$ -разряда.

Вместе с тем при изучении формирования токовых слоев в трехмерных ( $3D$ ) магнитных конфигурациях с  $X$ -линией, содержащих продольную компоненту  $B_z$ , направленную вдоль  $X$ -линии, в ряде случаев эксперименты проводились в отсутствие  $\theta$ -разряда [14–17]. Это позволяло исключить помехи со стороны перпендикулярного магнитного поля  $\theta$ -разряда и в чистом виде

исследовать влияние продольной компоненты  $B_z$  на динамику и структуру токовых слоев. Особенностью плазменных слоев, возникших в этих условиях, была их асимметрия и наклон, что проявлялось наиболее отчетливо на ранних стадиях формирования слоя и на боковых краях слоя, удаленных от  $X$ -линии. Асимметрия и наклон слоя возрастали с ростом  $B_z$ , но главным образом при увеличении атомного веса газа, в котором происходило формирование слоя. В частности, в гелии наклон плазменного слоя практически отсутствовал. Характерные особенности, обнаруженные при формировании токовых слоев в тяжелых газах (Ar, Kr, Xe), были нами интерпретированы как свидетельство проявления двухжидкостных свойств плазмы, а именно генерации токов Холла [14–18]. Взаимодействие токов Холла с продольной компонентой магнитного поля приводит к дополнительным динамическим эффектам, вызывающим деформацию слоя плазмы. Справедливость предложенной интерпретации была доказана в результате непосредственных измерений магнитных полей, создаваемых токами Холла в плазме токовых слоев [19,20].

Еще одна особенность токовых слоев, развивающихся в тяжелых газах в отсутствие предварительно подготовленной плотной плазмы, состоит в характерной двугорбой структуре распределения плотности электронов вдоль ширины слоя на ранней стадии его формирования [14,16]. Такого типа распределения наблюдались как в  $3D$ , так и в  $2D$  магнитных конфигурациях, т.е. и в присутствии, и в отсутствие  $B_z$  компоненты магнитного поля.

Настоящая статья посвящена исследованию влияния параметров предварительно созданной плазмы на процесс формирования плазменных слоев и их структуру. Показано, что в конечном итоге плоские протяженные

токовые слои с плазмой, сжатой в пределы слоя, формируются как при создании в магнитном поле предварительной плазмы значительной концентрации, так и в отсутствие такой плазмы. При этом, однако, процесс развития слоя и распределения плазмы на начальной стадии эволюции существенно зависят от концентрации электронов в момент возбуждения тока вдоль нулевой линии. Так, плазменные слои со сравнительно однородным распределением концентрации вдоль ширины слоя, или его большего поперечного размера, развивались, как правило, в достаточно плотной начальной плазме. В отсутствие такой плазмы на начальном этапе наблюдались ярко выраженные неоднородности в распределениях концентрации. Для исследования особенностей формирования и структуры плазменных слоев в данной работе был использован метод голографической интерферометрии.

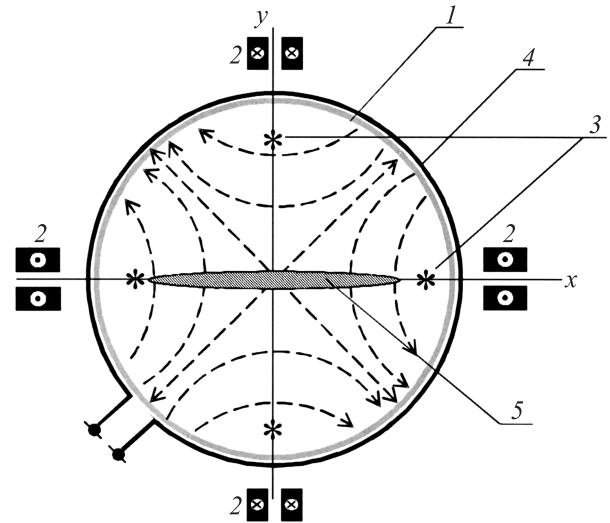
## Экспериментальная установка и методика измерений

Формирование и эволюция токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией исследовались с помощью установки ТС-3D (рис. 1) — см., например, [21,22]. 2D квазистационарное магнитное поле создавалось при протекании тока через систему прямых стержней 2, расположенных снаружи цилиндрической вакуумной камеры 1, параллельно ее оси. Зависимость напряженности магнитного поля от координат может быть представлена следующим образом:

$$\mathbf{V} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{-hy; -hx; 0\}. \quad (1)$$

Здесь нулевая линия совмещена с осью  $z$ , магнитные силовые линии лежат в плоскости  $(x, y)$ , магнитное поле увеличивается линейно с радиальным расстоянием  $r$  от нулевой линии ( $|r| = [x^2 + y^2]^{1/2}$ ) и характеризуется постоянным градиентом  $h \cong \text{const}$ . Величина  $h$  в данных экспериментах изменялась в пределах 0.25–0.7 kG/cm. Структура силовых линий магнитного поля (1) показана на рис. 1 штриховыми линиями.

Кварцевая вакуумная камера 1 диаметром 18 см и длиной 100 см предварительно заполнялась различными инертными газами: He, Ar, Kr, Xe. Давление гелия составляло обычно  $\cong 300$  mTorr, а в случае остальных газов лежало в диапазоне 25–45 mTorr. Начальная плазма в сильном неоднородном магнитном поле (1) создавалась с помощью специально разработанной системы [6], включающей четыре искровых инжектора 3 для предварительной ионизации и высоковольтный  $\theta$ -разряд 4. Искровые инжекторы расположены на одном из торцов вакуумной камеры, в областях сильного квадрупольного магнитного поля (1), см. рис. 1. Они создают разреженную плазму с концентрацией порядка  $N_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , т.е. степень ионизации при работе инжекторов составляет  $\approx 10^{-4}$ . Витки  $\theta$ -разряда охватывают вакуумную камеру снаружи, непосредственно у ее поверхности,



**Рис. 1.** Поперечное сечение экспериментальной установки ТС-3D: 1 — кварцевая камера диаметром 18 см, длиной 100 см; 2 — проводники с током, создающие поперечное 2D магнитное поле  $\mathbf{V}_\perp$  с нулевой линией на оси камеры; силовые линии 2D магнитного поля в плоскости  $(x, y)$  показаны пунктиром; 3 — искровые инжекторы; 4 — виток  $\theta$ -разряда; 5 — токовый слой, формирующийся в 2D магнитном поле  $\mathbf{V}_\perp$  при возбуждении электрического тока в  $z$ -направлении (перпендикулярно плоскости рисунка).

на длине 55 см. Предварительная ионизация обеспечивается пробой нейтрального газа электрическим полем  $\theta$ -разряда и создание плазмы с концентрацией  $N_e \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  при градиентах 2D магнитного поля вплоть до 0.8 kG/cm. В ряде экспериментов работа проводилась без включения  $\theta$ -разряда, но с использованием искровых инжекторов; в таких случаях концентрация начальной плазмы была на несколько порядков величины ниже, чем при использовании  $\theta$ -разряда.

После создания начальной плазмы в магнитном поле (1) между сетчатыми электродами, расположенными на торцах камеры, на расстоянии  $\Delta z = 60$  см друг от друга, прикладывалось импульсное напряжение  $U_z$ , которое возбуждало электрический ток  $J_z$ , изменявшийся во времени по синусоидальному закону, с амплитудой  $J_z^0 \cong 50 - 70$  kA и полупериодом  $T/2 \cong 6 \mu\text{s}$ . Возбуждение тока  $J_z$  обычно приводит к развитию токового слоя 5, положение и ориентация которого в плоскости  $(x, y)$  также показаны на рис. 1. В экспериментах, которые проводились в отсутствие  $\theta$ -разряда, существенное значение приобретали процессы дополнительной ионизации газа при возбуждении тока  $J_z$ .

Пространственные распределения плазмы в токовых слоях исследовались методом голографической интерферометрии. Голограммы регистрировались в свете рубинового лазера с длительностью импульса 25 ns, при просвечивании плазмы строго в направлении оси  $z$ . Временная эволюция плазмы токовых слоев исследовалась путем изменения задержки между началом импульса

тока  $J_Z$  и лазерным импульсом. Схема голографической установки и более детальное описание методики получения и обработки голографических интерферограмм приведены в работах [23,24].

## Основные экспериментальные результаты

Целью настоящей работы являлось исследование влияния начальных параметров плазмы на структуру и динамику токовых слоев, формируемых в плазме различных инертных газов: He, Ar, Kr, Xe.

Эксперименты производились в двух режимах:

— с  $\theta$ -разрядом, когда высокоионизованная плазма с концентрацией электронов  $N_e \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  создавалась с помощью  $\theta$ -разряда еще до возбуждения тока  $J_Z$ ;

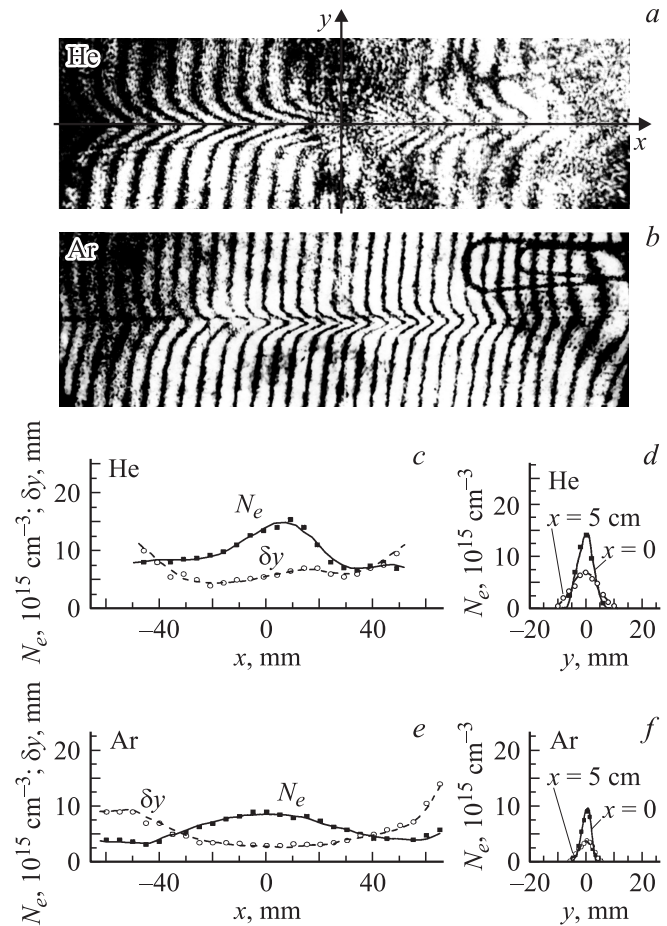
— без  $\theta$ -разряда, когда предварительная ионизация осуществлялась только искровыми инжекторами и начальная плотность плазмы была порядка  $N_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . В этом режиме дополнительная ионизация газа происходила в процессе протекания через него импульсного тока  $J_Z$ .

Ниже представлены интерферограммы плазменных слоев, образующихся в этих режимах при заполнении вакуумной камеры различными инертными газами, и пространственные распределения электронной плотности, рассчитанные в результате обработки представленных интерферограмм. Сопоставление этих данных позволяет выявить особенности структуры плазменных слоев, формирующихся в присутствии и отсутствие  $\theta$ -разряда.

### Пространственная структура плазмы токовых слоев, формирующихся в He и Ar в присутствии и в отсутствие $\theta$ -разряда

На рис. 2 приведены типичные голографические интерферограммы, полученные при формировании плазменных слоев в He (a) и в Ar (b) в плотной плазме, созданной  $\theta$ -разрядом. Интерферограммы регистрировались в полосах конечной ширины, при этом отклонению интерференционной полосы от прямой линии на один промежуток между невозмущенными полосами соответствует концентрация электронов  $N_e = 5.33 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . На том же рисунке приведены полученные при обработке интерферограмм распределения концентрации вдоль ширины слоя в его средней плоскости:  $N_e(x, y=0)$  (c, e), а также распределения по толщине  $N_e(y)$  (d, f) в двух сечениях слоя при  $x=0$  и  $x=5 \text{ cm}$ .

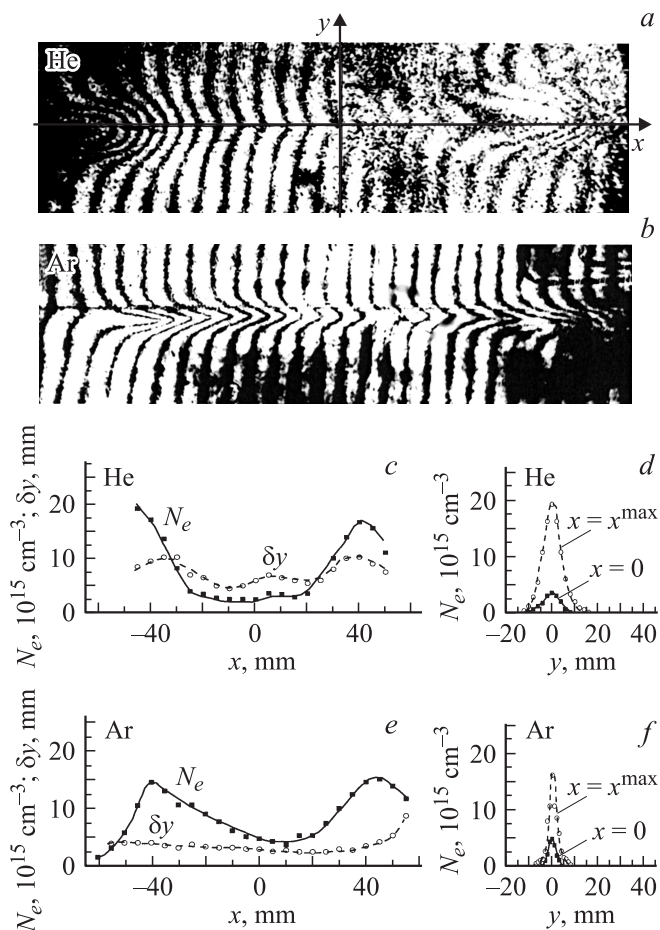
Представленные распределения концентрации,  $N_e(x)$  и  $N_e(y)$ , являются типичными при формировании слоя в условиях, когда еще до возбуждения тока  $J_Z$  создается начальная плазма высокой плотности. Продольное распределение  $N_e(x)$  имеет максимум вблизи нулевой линии ( $x=0, y=0$ ), и концентрация плазмы плавно



**Рис. 2.** Голографические интерферограммы (a, b) плазменных слоев, сформированных в присутствии  $\theta$ -разряда, и пространственные распределения концентрации электронов  $N_e$  и толщины слоя  $\delta y$ , построенные в результате обработки этих интерферограмм (c–f): a, c, d — гелий  $t = 2.9 \mu\text{s}$ ; b, e, f — аргон,  $t = 3.05 \mu\text{s}$ ; c, e — продольные (по ширине слоя) распределения  $N_e(x)$  и  $\delta y(x)$ ; d, f — поперечные (по толщине слоя) распределения  $N_e(y)$ ; градиент  $2D$  магнитного поля  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ .

уменьшается по мере удаления от нулевой линии. Поперечные распределения  $N_e(y)$ , характеризующие толщину плазменных слоев (рис. 2, d, f), наоборот, круто спадают при удалении от оси  $x$ . При этом толщина слоя  $\delta y$  в центре (при  $x=0$ ), измеренная по уровню половины максимального значения концентрации, равна  $0.5 \text{ cm}$  в случае He и около  $0.3 \text{ cm}$  в случае Ar. В центральной части слоя ( $|x| \leq 3 \text{ cm}$ ) величина  $\delta y$  практически постоянна и несколько увеличивается на периферии слоя (рис. 2, c, e). Слабая зависимость  $N_e$  и  $\delta y$  от координаты  $x$  позволяет использовать для характеристики таких слоев два параметра  $N_e^{(0)} \equiv N_e(x=0, y=0)$  и толщину слоя  $\delta y$ , измеренную при  $x=0$ .

На рис. 3 приведены интерферограммы плазменных слоев, формирующихся в He и Ar в отсутствие  $\theta$ -разряда, т.е. в плазме низкой плотности, а также



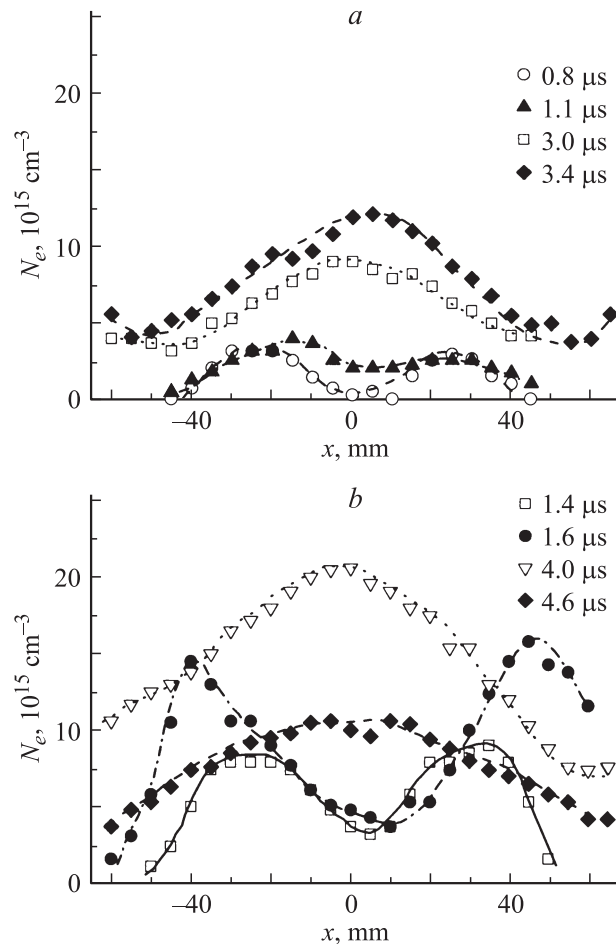
**Рис. 3.** Голографические интерферограммы плазменных слоев, сформированных в гелии ( $a - t = 2.75 \mu\text{s}$ ,  $h = 0.43 \text{ kG/cm}$ ) и в аргоне ( $b - t = 1.60 \mu\text{s}$ ,  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ ) в отсутствие  $\theta$ -разряда и построенные по ним продольные распределения  $N_e(x)$  и  $\delta y(x)$  и поперечные распределения  $N_e(y)$  ( $c, d$  — в He и  $e, f$  — в Ar).

соответствующие им продольные и поперечные распределения концентрации электронов. Характерной особенностью продольных распределений  $N_e(x)$  в этом случае является наличие двух максимумов, симметричных относительно нулевой линии и расположенных на расстоянии  $\approx 4 \text{ cm}$  от нее (рис. 3,  $c, e$ ). Концентрация  $N_e^{(0)}$  вблизи нулевой линии примерно в 6 раз меньше максимальных значений в случае He ( $c, d$ ) и в 3 раза — в случае Ar ( $e, f$ ). Ввиду достаточно сложной пространственной структуры плазмы токовых слоев, формирующихся в отсутствие  $\theta$ -разряда, для их характеристики следует ввести по крайней мере еще два параметра: концентрацию электронов в боковых максимумах  $N_e^{\text{max}}$ , а также расстояние  $x^{\text{max}}$  боковых максимумов от нулевой линии.

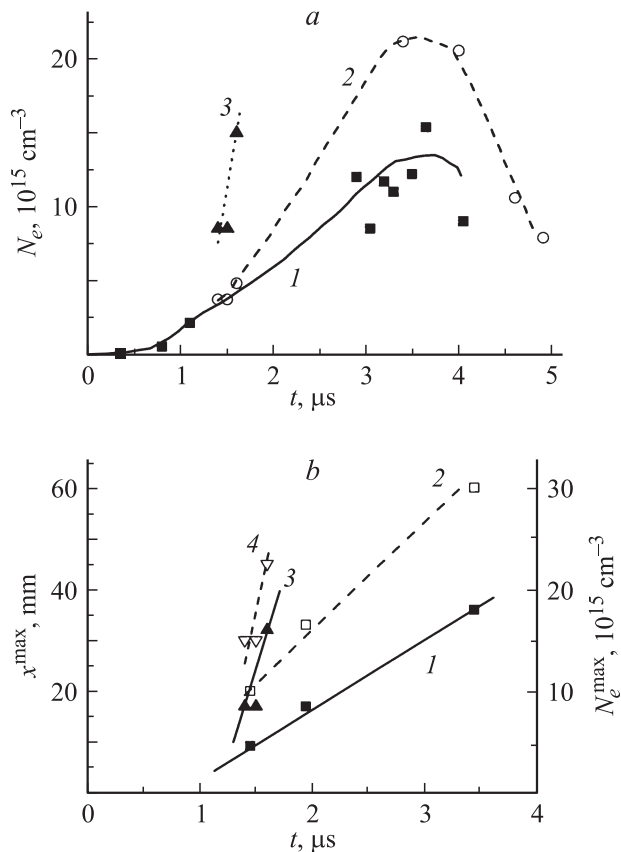
Временная эволюция плазменных слоев исследовалась на основе серий интерферограмм, соответствующих последовательным моментам времени, отсчитанным от начала импульса тока  $J_z$ . На рис. 4 иллюстрируется изменение структуры плазменных слоев со временем при их формировании в аргоне в режимах с

$\theta$ -разрядом ( $a$ ) и без него ( $b$ ). При развитии слоя в плотной плазме в распределениях  $N_e(x)$  при  $t \approx 0.8 \mu\text{s}$  появляются два уплотнения, расположенные на расстоянии  $\approx 2.5 \text{ cm}$  от нулевой линии и симметричные относительно нее (см. рис. 4,  $a$ ). При этом собственно в районе нулевой линии концентрация плазмы близка к нулю. К моменту  $t \approx 1.1 \mu\text{s}$  эти уплотнения сближаются, а глубина провала между ними убывает. В дальнейшем (при  $t \geq 3 \mu\text{s}$ ) распределения  $N_e(x)$  имеют классическую форму с максимумом вблизи нулевой линии и плавным уменьшением  $N_e$  по мере удаления от оси  $y$ .

При формировании токового слоя в режиме без  $\theta$ -разряда (рис. 4,  $b$ ) на ранней стадии ( $t \approx 1.4 - 1.6 \mu\text{s}$ ) образуются более ярко выраженные двугорбые распределения  $N_e(x)$ . Со временем происходит смещение максимумов  $N_e$  от центра к периферии. Характерно, что на поздней стадии эволюции ( $t \approx 4 - 4.6 \mu\text{s}$ ) распределения  $N_e(x)$  приобретают типичную для токовых слоев форму с максимумом вблизи нулевой линии.



**Рис. 4.** Продольные распределения концентрации электронов в средней плоскости слоя,  $N_e(x, y = 0)$ , в последовательные моменты времени, при формировании токовых слоев в аргоне, в присутствии ( $a$ ) и в отсутствие ( $b$ )  $\theta$ -разряда, при  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ .



**Рис. 5.** *a* — Изменение со временем концентрации электронов на оси  $N_e^0$  (1, 2) и в боковых максимумах  $N_e^{\max}$  (3) в плазменных слоях, формирующихся в Ag при  $h = 0.57$  kG/cm в присутствии  $\theta$ -разряда (1) и в его отсутствие (2, 3). *b* — Влияние величины градиента магнитного поля  $h$  на изменение со временем концентрации электронов  $N_e^{\max}$  (1, 3) и положение боковых максимумов  $x^{\max}$  (2, 4) при  $h = 0.28$  kG/cm (1, 2) и  $h = 0.57$  kG/cm (3, 4).

На рис. 5 иллюстрируется временная эволюция основных параметров плазменных слоев в Ag: концентрации электронов в окрестности нулевой линии  $N_e^{(0)}$ , концентрации в боковых максимумах  $N_e^{\max}$  и расстояния боковых максимумов от нулевой линии  $x^{\max}$ .

На рис. 5, *a* приведены зависимости от времени  $N_e^{(0)}$  в присутствии (1) и в отсутствие (2)  $\theta$ -разряда, а также  $N_e^{\max}$  (3) в отсутствие  $\theta$ -разряда. Все данные получены при одинаковом градиенте  $2D$  магнитного поля  $h = 0.57$  kG/cm. Для моментов времени, превышающих  $2\mu\text{s}$ , боковые максимумы выходят за пределы поля зрения голографического интерферометра и соответственно данные о величине  $N_e^{\max}$  отсутствуют. Удивительно, что в отсутствие  $\theta$ -разряда несмотря на низкую исходную плотность плазмы концентрация электронов в слое оказалась существенно выше, чем при предварительном создании плотной плазмы, причем не только в боковых максимумах, но и вблизи нулевой линии (рис. 5, *a*). Этот факт свидетельствует об определяющей роли ионизационных процессов, связанных

с протеканием импульсного тока через плазму. На рис. 5, *b* приведены зависимости от времени величин  $N_e^{\max}$  и  $x^{\max}$  при двух градиентах поперечного магнитного поля:  $h = 0.28$  и  $0.57$  kG/cm. Видно, что скорости роста концентрации электронов и смещения боковых максимумов от оси  $y$  к периферии, которые характеризуются наклоном соответствующих линий относительно оси абсцисс, существенно зависят от градиента магнитного поля  $h$ . Действительно, двукратное уменьшение  $h$  (от  $0.57$  до  $0.28$  kG/cm) приводит примерно к двукратному уменьшению скорости перемещения боковых максимумов, что позволяет наблюдать их вплоть до момента времени  $t \cong 3.5\mu\text{s}$ .

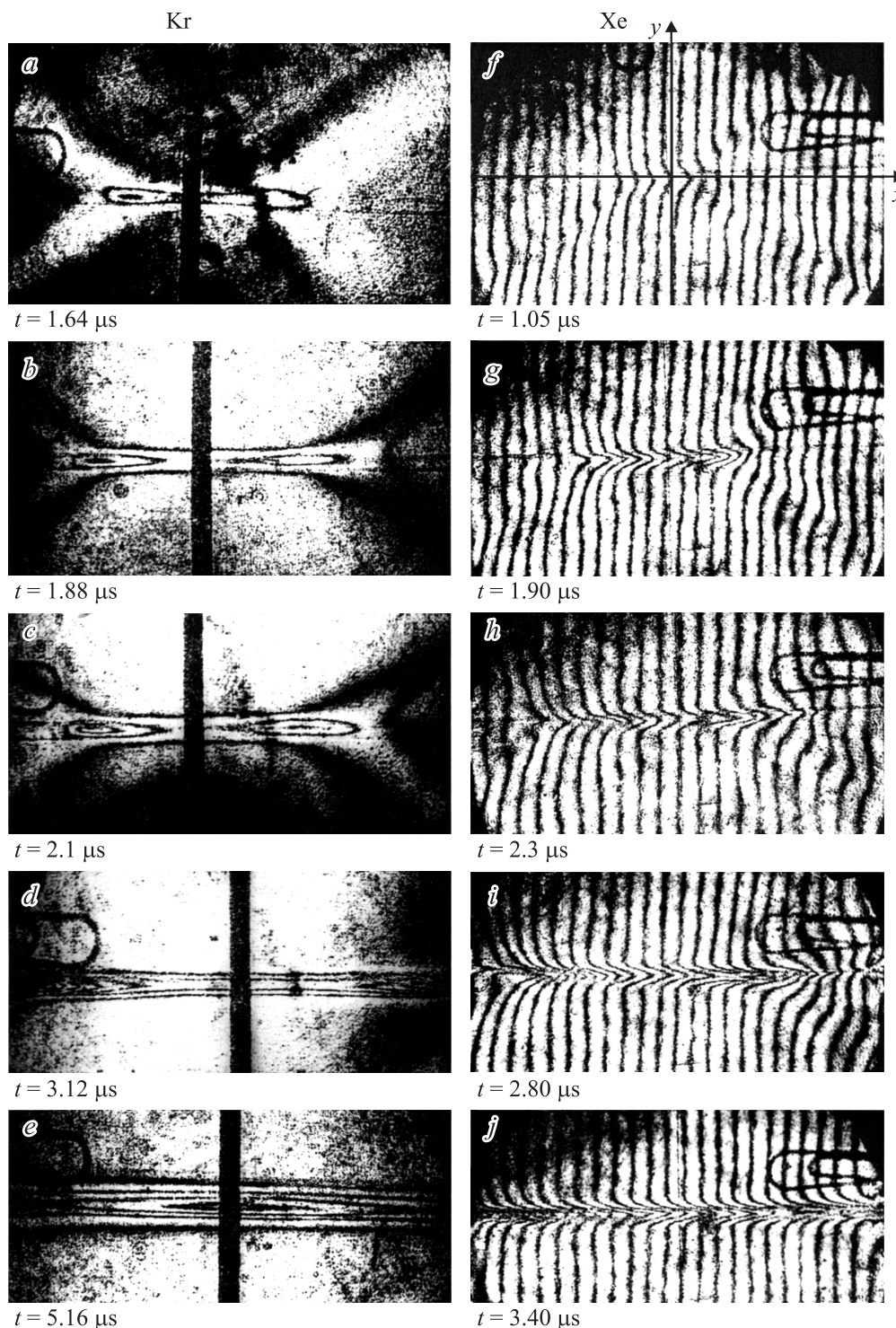
### Особенности структуры токовых слоев, развивающихся в Kr и Xe в отсутствие $\theta$ -разряда

Наиболее детально пространственная структура и временная эволюция плазменных слоев, образующихся в отсутствие  $\theta$ -разряда, т.е. в плазме с низкой начальной плотностью, была исследована при формировании токовых слоев в тяжелых инертных газах, Kr и Xe.

На рис. 6 приведены две серии голографических интерферограмм, соответствующих последовательным моментам времени, зарегистрированных при формировании плазменных слоев в Kr (*a–e*) и в Xe (*f–j*). Интерферограммы в Kr получены в полосах бесконечной ширины. В этом случае интерференционные полосы соответствуют контурам равной плотности плазмы, усредненной вдоль линии наблюдения, т.е. вдоль оси  $z$ . Расстояние между соседними темными полосами соответствует изменению концентрации электронов на величину  $\delta N_e = 5.33 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Интерферограммы в Xe (*f–j*), так же как приведенные ранее интерферограммы в He и Ag, получены в полосах конечной ширины.

На интерферограммах, соответствующих ранним стадиям формирования слоев, (рис. 6, *a–d* и *g–i*), как и в случае He и Ag, четко видны два явно выраженных максимума концентрации электронов  $N_e$ , расположенные на оси  $x$ , симметрично относительно нулевой линии магнитного поля ( $x = 0, y = 0$ ). На краях, удаленных от оси  $y$ , толщина слоя существенно больше, чем в приосевой области. Более того, на ранних стадиях формирования (рис. 6, *a, f*) оба конца слоя расщепляются на два, наклонных к оси  $x$  и симметричных относительно нее отрезка, в результате чего слой в плоскости  $(x, y)$  имеет необычную крестообразную форму. На более поздних стадиях развития (рис. 6, *e, j*), боковые максимумы сдвигаются от центра к периферии, и слои становятся похожими на классические токовые слои, формирующиеся в He и Ag в присутствии  $\theta$ -разряда (т.е. в предварительно созданной плотной плазме).

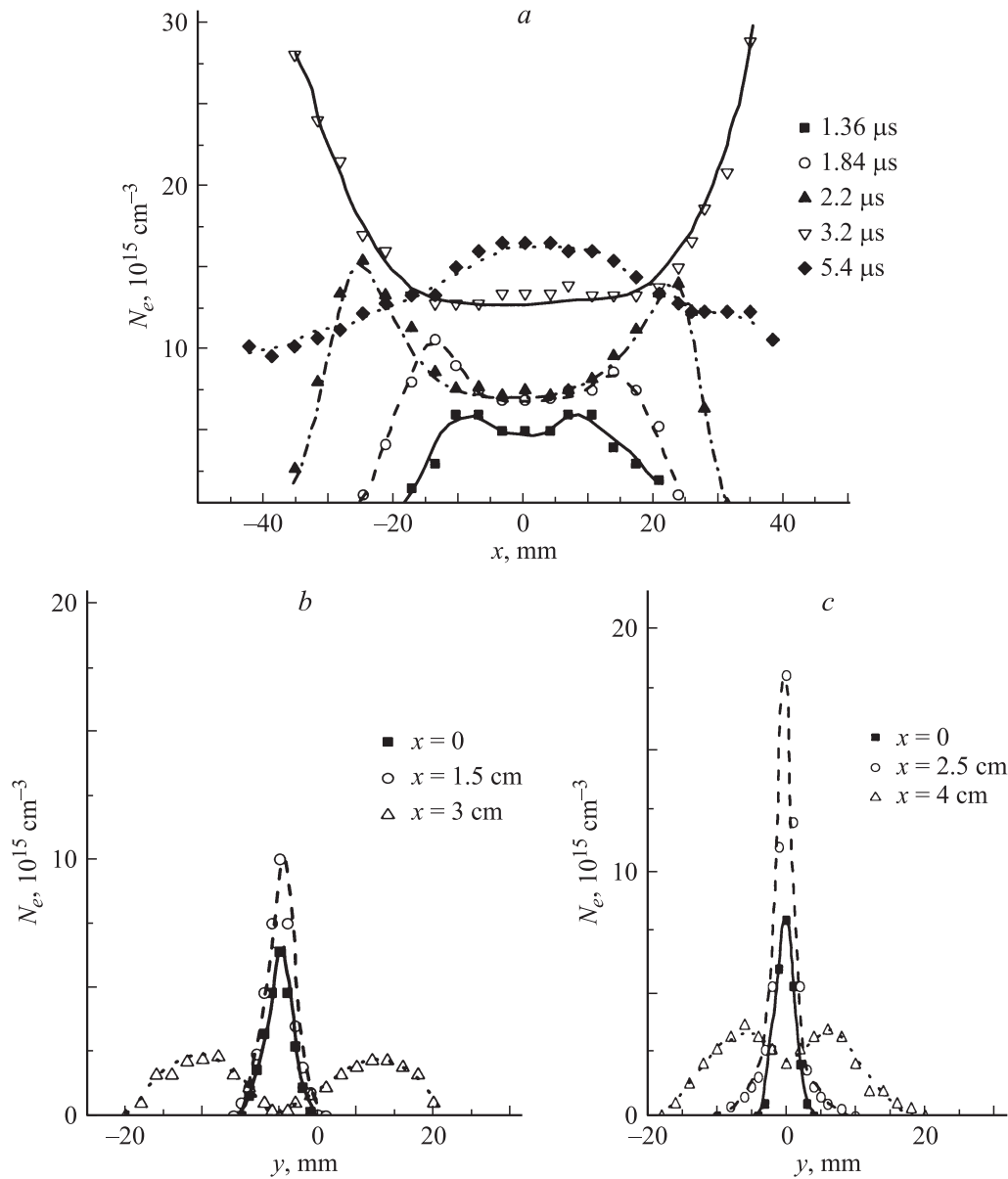
На рис. 7 представлены продольные (*a*) и поперечные (*b, c*) распределения плотности электронов для слоев,



**Рис. 6.** Две серии интерферограмм плазменных слоев, формирующихся в Kr (в полосах бесконечной ширины) и в Xe (в полосах конечной ширины), соответствующих последовательным моментам времени (отмечены на рисунке). Условия эксперимента:  $J_z^{\max} = 70 \text{ kA}$ ,  $p = 36 \text{ mTorr}$  (в Kr),  $p = 44 \text{ mTorr}$  (в Xe);  $h = 0.64 \text{ kG/cm}$  (a) и  $0.57 \text{ kG/cm}$  (b–j).

формирующихся в Kr. Эти данные получены в результате обработки интерферограмм, соответствующих последовательным стадиям эволюции слоя. Как следует из рис. 7, a, на ранних стадиях ( $t = 1.3\text{--}2.2 \mu\text{s}$ ) концентрация в центре слоя (при  $x = 0$ ) растет незначительно,

в то время как происходят быстрый рост  $N_e$  в боковых максимумах, а также их смещение от середины слоя к его боковым краям. К моменту  $t = 3.2 \mu\text{s}$  боковые максимумы уходят за пределы области наблюдения. В это время начинается ускоренный рост  $N_e$  в центре слоя,



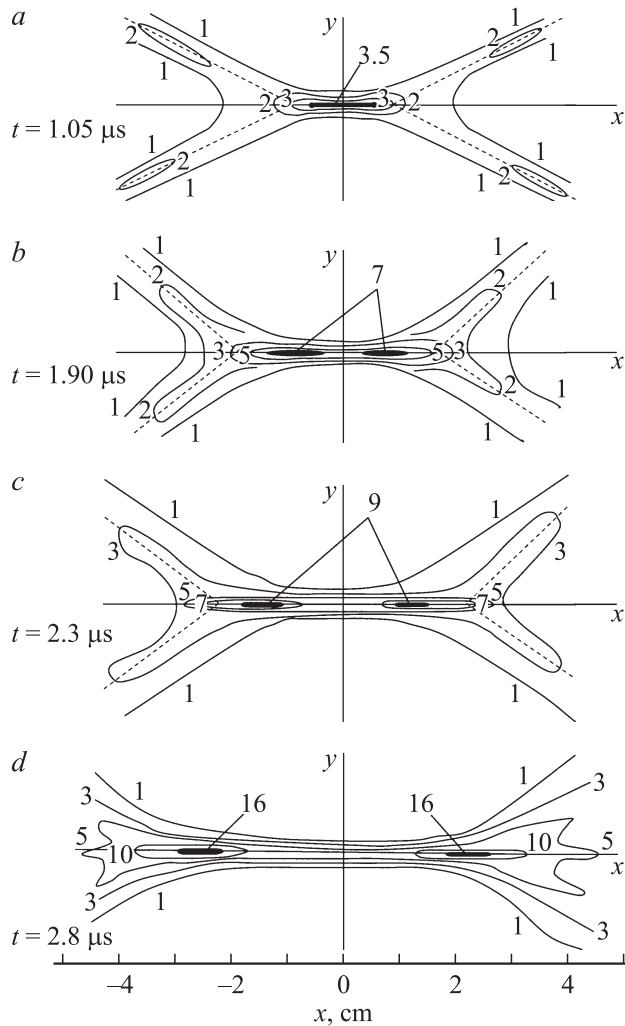
**Рис. 7.** Распределения концентрации электронов по ширине (*a*) и по толщине (*b, c*) плазменного слоя, формировавшегося при заполнении камеры Kr,  $p = 36 \text{ мТорг}$  в 2D магнитном поле (1) при  $h = 0.57 \text{ кГ/см}$ ;  $J_Z^{\text{max}} \cong 70 \text{ кА}$ . *a* —  $N_e(x)$  для пяти последовательных моментов времени, указанных на рисунке. *b, c* —  $N_e(y)$  в разных поперечных сечениях (расстояния сечений от нулевой линии указаны на рисунках) при  $t = 1.84 \mu\text{s}$  (*b*) и  $t = 2.6 \mu\text{s}$  (*c*).

и только для момента  $\sim 5 \mu\text{s}$  продольное распределение плотности становится сравнительно однородным.

На рис. 7, *b, c* приведены поперечные распределения  $N_e(y)$  (по толщине слоя) для двух моментов времени:  $t = 1.84 \mu\text{s}$  (*b*) и  $2.6 \mu\text{s}$  (*c*) и для нескольких поперечных сечений слоя. Сплошные кривые соответствуют центральному сечению слоя ( $x = 0$ ). Штриховые кривые относятся к сечениям, проходящим через боковые максимумы концентрации ( $N_e^{\text{max}}$ ), которые при  $t = 1.84 \mu\text{s}$  располагались при  $x^{\text{max}} = 1.5 \text{ см}$ , а к моменту  $t = 2.6 \mu\text{s}$  сдвигались наружу и находились при  $x^{\text{max}} = 2.5 \text{ см}$ . Пунктир соответствует периферийным сечениям, находящимся за максимумами: при  $x = 3$  (*b*) и  $4 \text{ см}$  (*c*).

Характерной особенностью последних распределений является появление провала в средней плоскости слоя (при  $y = 0$ ), причем на ранней стадии ( $t = 1.84 \mu\text{s}$ ) этот провал достигает нуля. Таким образом, на концах слоя, удаленных от нулевой линии, плазменный слой расщепляется на две части, симметричные оси  $x$ .

Эта особенность плазменных слоев отчетливо видна также на рис. 8, где двумерные распределения  $N_e(x, y)$  в слоях, формирующихся в Хе, представлены в виде линий равной плотности. Значения концентрации электронов, соответствующие изолиниям плотности, равны указанным на рис. 8 цифрам, умноженным на  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Максимальным значениям  $N_e^{\text{max}}$  соответствуют зачер-



**Рис. 8.** Двумерные пространственные распределения плотности электронов в плоскости  $(x, y)$  на последовательных стадиях формирования токового слоя в Хе ( $p = 44$  мТорр,  $J_z = 70$  кА,  $h = 0.57$  кГ/см). Цифры на рисунке, соответствуют величинам концентрации  $N_e \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$ .

ненные области. Как видно из рисунка, на самой ранней стадии (рис. 8, *a*,  $t = 1.05 \mu\text{s}$ ) боковые максимумы еще не сформировались, а концентрация плазмы в центральной области достаточно однородна и равна  $\approx 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В последующие моменты времени (*b, c, d*) появляются области с максимальной концентрацией  $N_e^{\text{max}}$ , которые расположены симметрично относительно оси  $y$  и со временем сдвигаются от нулевой линии к периферии слоя; при этом в интервале времени  $1.05\text{--}2.8 \mu\text{s}$  величина  $N_e^{\text{max}}$  растет от  $3.5 \cdot 10^{15}$  до  $16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 8, *d*). Отчетливо видно также, что удаленные от оси  $y$  концы слоя расщепляются на две плазменные области, наклонные к оси  $x$  и симметричные относительно нее.

Плотность плазмы между этими наклонными областями на ранней стадии (рис. 8, *a, b*) достаточно мала, во всяком случае, она ниже  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует сдвигам интерференционных полос менее чем

на 0.2 полосы, и близко к пределу чувствительности голографической интерферометрии. В дальнейшем  $N_e$  между наклонными областями (вблизи оси  $x$ ) начинает расти (рис. 8, *c*), а затем (рис. 8, *d*) в периферийных поперечных сечениях плазмы, при  $x \approx 4$  см, возникает максимум  $N_e$ , расположенный на оси  $x$ .

Рис. 9 иллюстрирует эволюцию во времени основных параметров плазменных слоев:  $N_e^{(0)}$ ,  $N_e^{\text{max}}$  и  $x^{\text{max}}$ . На рис. 9, *a, b* приведены зависимости  $N_e^{(0)}(t)$ ,  $N_e^{\text{max}}(t)$  при формировании слоев в криптоне (*a*) и ксеноне (*b*) при градиенте поперечного магнитного поля  $h = 0.57$  кГ/см. Как видно из рис. 9, *a, b*, на ранней стадии (до  $3 \mu\text{s}$ )  $N_e^{(0)}$  растет сравнительно медленно, в то время как  $N_e^{\text{max}}$  растет существенно быстрее, чем в центре. Для моментов времени, превышающих  $3.5 \mu\text{s}$ , боковые максимумы выходят из поля зрения интерферометра, что делает определение  $N_e^{\text{max}}$  невозможным.

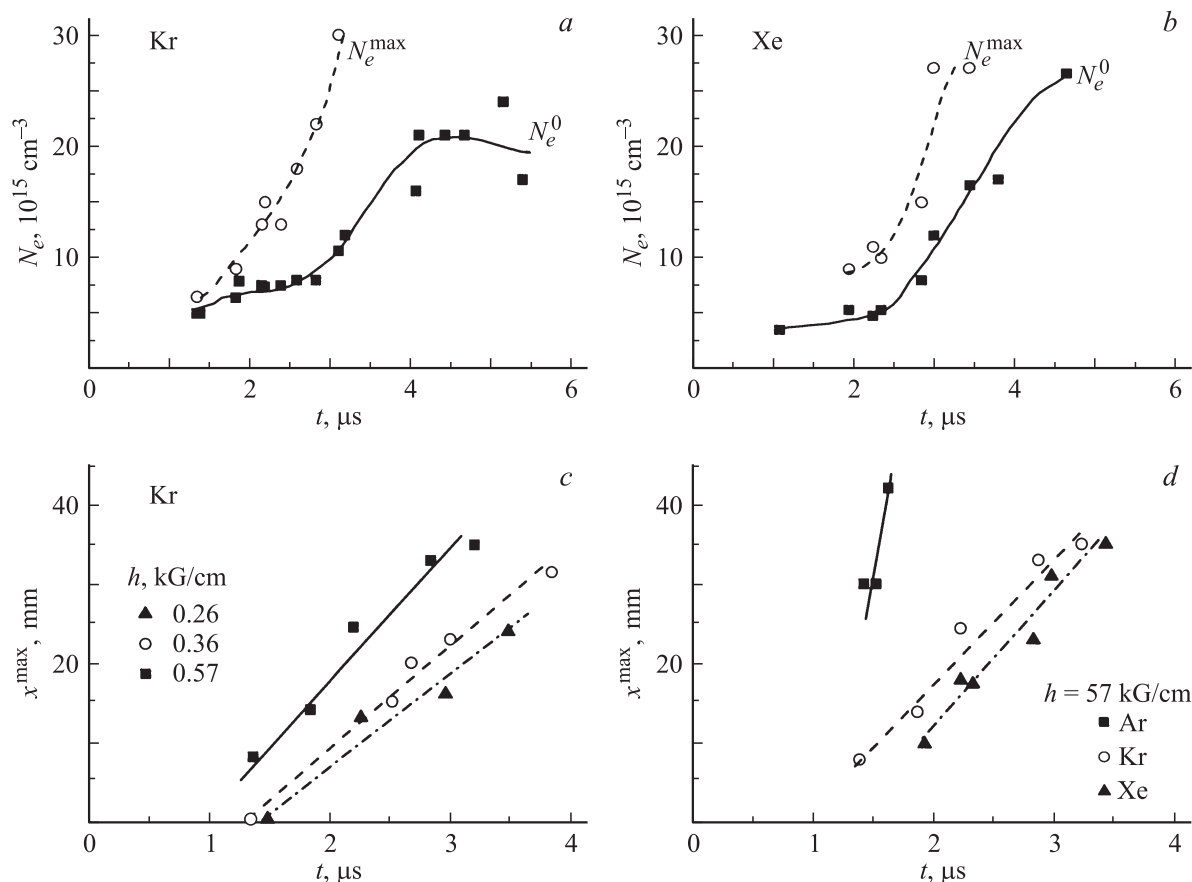
Влияние градиента поперечного поля на скорость смещения боковых максимумов от центра к периферии иллюстрирует рис. 9, *c*, на котором приведены зависимости  $x^{\text{max}}(t)$ , полученные при формировании слоев в Кг при трех значениях градиента поперечного магнитного поля:  $h = 0.28, 0.36$  и  $0.57$  кГ/см. Как видно из рис. 9, *c*, наклон соответствующих линий и, следовательно, скорость движения максимумов  $N_e$  возрастает при увеличении градиента поперечного поля. На рис. 9, *d* приведены зависимости  $x^{\text{max}}(t)$ , полученные при одном и том же градиенте  $h = 0.57$  кГ/см, но при формировании плазменных слоев в различных инертных газах: Аг, Кг и Хе. Видно, что скорость движения максимумов убывает по мере увеличения атомного веса газа.

## Заключение

Настоящая работа посвящена изучению особенностей формирования токовых слоев в  $2D$  магнитных конфигурациях с нулевой линией X-типа в различных условиях: в зависимости от концентрации начальной плазмы, рода газа, в котором создавалась плазма и градиента  $2D$  магнитного поля. Возбуждение электрического тока вдоль нулевой линии инициирует течения плазмы в плоскости, перпендикулярной нулевой линии, что обычно приводит к образованию токового слоя. В большинстве ранее выполненных экспериментов развитие токового слоя осуществлялось в предварительно подготовленной плотной плазме. При этом концентрация плазмы была соизмерима с концентрацией нейтрального газа, в котором создавалась плазма, т.е. степень ионизации была близка к 50–100%.

В настоящей работе впервые исследовалось формирование токовых слоев в слабо ионизованном газе (степень ионизации порядка  $10^{-4}$ ); значительно более плотная плазма возникала только после возбуждения тока, направленного параллельно нулевой линии, за счет ионизации нейтрального газа.





**Рис. 9.** Изменение во времени основных параметров плазменных слоев. *a* —  $N_e^{(0)}$ ,  $N_e^{\max}$  в Kr ( $p = 36$  mTorr,  $h = 0.57$  kG/cm;  $J_z^{\max} \cong 70$  kA); *b* — то же в Xe при  $p = 44$  mTorr; *c* —  $x^{\max}(t)$  в Kr при разных  $h$ ; *d* —  $x^{\max}(t)$  при формировании слоев в Ar, Kr и Xe. Условия эксперимента в Ar:  $J_z = 50$  kA,  $P = 25$  mTorr,  $h = 0.57$  kG/cm; в Kr и Xe условия те же, что на рисунках 9, *a* и 9, *b*.

Эксперименты проводились на установке ТС-3D, которая позволяет изменять условия развития токовых слоев в достаточно широких пределах. В качестве основного метода диагностики использовался метод голографической интерферометрии, позволяющий при обработке одной интерферограммы получить  $2D$ -распределение концентрации электронов в плазменном слое в фиксированный момент времени.

Сравнение структуры плазмы токовых слоев, которые формировались в плазме высокой и низкой плотности (с  $\theta$ -разрядом и без него), убедительно свидетельствует о том, что концентрация начальной плазмы оказывает существенное влияние на характер эволюции токового слоя, главным образом, на ранней стадии его развития. Отсюда следует, что необходимо учитывать процессы ионизации и образования плотной плазмы, особенно в тех случаях, когда формирование слоя происходит в плазме малой плотности.

Как было установлено ранее и показано в настоящей работе, при возбуждении тока, направленного параллельно нулевой линии магнитного поля, в достаточно плотной начальной плазме развиваются слои со сравнительно однородным распределением концентрации элект-

тронов вдоль большего поперечного размера слоя или его ширины. Такие распределения имеют максимум в окрестности нулевой линии, и концентрация плавно уменьшается от центра слоя к его боковым краям.

В настоящей работе впервые показано, что при возбуждении тока в начальной плазме малой плотности происходит развитие слоев с кардинально отличающейся структурой. В распределениях концентрации плазмы вдоль ширины слоя появляются ярко выраженные неоднородности и возникают два максимума, расположенные симметрично относительно нулевой линии магнитного поля. Такие „двугорбые“ плазменные структуры формируются во всех исследованных инертных газах (He, Ar, Kr и Xe). Со временем максимумы концентрации плазмы перемещаются вдоль ширины слоя, от нулевой линии к периферии, а скорость их перемещения возрастает с увеличением градиента  $2D$  магнитного поля и убывает с увеличением массы ионов.

На самых ранних стадиях формирования токовых слоев в Kr и Xe были обнаружены характерные особенности в виде расщепления боковых концов слоя, удаленных от нулевой линии, на две плазменные области, наклонные по отношению к оси  $x$ . Концентрация электронов между

этими наклонными областями достаточно мала, что придает плазме крестообразную форму.

Отметим, что подобные структуры, расщепленные на концах (структуры Y-типа), были получены ранее при численном моделировании процесса формирования токовых слоев в магнитных полях с нулевой линией [25], а также регистрировались в ряде экспериментов (см., например, [26]).

Следует подчеркнуть, что структура плазменных слоев, формируемых в предварительно созданной плотной плазме, и в тех случаях, когда ионизация газа происходит в процессе протекания через него импульсного тока, существенно отличаются, преимущественно на ранних стадиях эволюции. На поздних стадиях эволюции структура и основные параметры плазменных слоев слабо зависят от начальной плотности плазмы. Распределения концентрации электронов приобретают типичную форму с максимумом вблизи нулевой линии, плавным уменьшением концентрации по направлению к боковым краям слоя и резким градиентом в направлении, перпендикулярном поверхности слоя.

Таким образом, в настоящей работе установлено, что плоские протяженные токовые слои с плазмой, сжатой в пределы слоя, в конечном итоге формируются как при создании в магнитном поле предварительной плазмы значительной концентрации, так и в отсутствие такой плазмы. Этот результат является наглядным подтверждением универсального характера развития токовых слоев в магнитных полях с нулевыми линиями X-типа, что отмечалось в работах [10–13,27].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г.В. Дрейден и В.С. Маркову за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 09-02-00971а, Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН ОФН-15 „Плазменные процессы в солнечной системе“ и грантом президента РФ НШ-452.2008.2.

## Список литературы

- [1] Сыроватский С.И. // АЖ. 1966. Т. 43. С. 340–355.
- [2] Сыроватский С.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1133–1147.
- [3] Сыроватский С.И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1727–1741.
- [4] Syrovarski S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. Vol. 19. P. 163–229.
- [5] Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 138–142.
- [6] Франк А.Г. // Тр. ФИАН. 1974. Т. 74. С. 108–166.
- [7] Дрейден Г.В., Марков В.С., Зайдель А.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 1. С. 141–146.
- [8] Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Марков В.С. и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С.45–54.
- [9] Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 14–17.
- [10] Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1269–1282.
- [11] Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1283–1295.
- [12] Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Тр. ИОФАН. 1996. Т. 51. С. 5–75.
- [13] Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. // Оптика низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Н. Очкина. Сер. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: Изд-во „Янус“, 2008. С. 353–402.
- [14] Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1121–1135.
- [15] Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V. et al. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 348. P. 318–325.
- [16] Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С. и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 1014–1027.
- [17] Ostrovskaya G., Frank A., Bogdanov S. et al. // Proc. Int. Conf. „Holography 2005“. Varna, Bulgaria. Proc. SPIE. 2006. Vol. 6252. P. 625 228 (1–5).
- [18] Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V. et al. // Proc. 30<sup>th</sup> Europ. Phys. Soc. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. St-Petersburg, Russia. 2003. Vol. 27A. P. 1.35(1–4).
- [19] Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Bugrov S.G. et al. // Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Plasma Physics. ICPP2006. Kiev, Ukraine, 2006. Vol. 1. P. A008o.
- [20] Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Physics of Plasmas 2008. Vol. 15(9). P. 092 102 (1–10).
- [21] Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 510–514.
- [22] Frank A.G. // Plasma Phys. & Contr. Fusion. 1999. Vol. 41. Suppl. 3A. P. A687–A697.
- [23] Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 594–604.
- [24] Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S. et al. // Physics of Plasmas. 2005. Vol. 12 (5). P. 052316 (1–11).
- [25] Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 297–311.
- [26] Yamada M., Ji H., Hsu S. et al. // Physics of Plasmas. 1997. Vol. 4. P. 1936.
- [27] Франк А.Г. // В кн.: Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. 2. С. 259–276.