

04;10

©1993 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ЗАМАГНИЧЕННОГО ПРЯМОГО РАЗРЯДА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ

*Б.А.Князев, П.И.Мельников, В.В.Чижиков*

В металлической камере ( $\varnothing 10$  см), помещенной в продольное магнитное поле пробочной конфигурации ( $B_s = 4.4$  Тл,  $B_m = 8.8$  Тл), с помощью прямого разряда получена гелиевая плазма длиной 1 и диаметром 6 см, предназначенная для экспериментов по транспортировке мощного РЭП микросекундной длительности и исследования пучково-плазменного взаимодействия. Исследована динамика плотности и температуры плазмы, а также ее распределения по радиусу в диапазоне плотностей исходного газа  $3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

### Введение

В экспериментах с сильноточными релятивистскими электронными пучками (РЭП) возникает необходимость создания предварительной плазмы (предплазмы) плотностью до  $10^{16}$  см $^{-3}$  в сильном магнитном поле пробочной конфигурации. Эта плазма может использоваться либо в качестве канала для транспортировки РЭП, либо в качестве мишени при исследовании пучково-плазменного взаимодействия. В диэлектрических камерах такая плазма создавалась с помощью пеннинговского или прямого разряда (см., например, [1-3]). При проведении экспериментов по нагреву плазмы мощными микросекундными РЭП (в частности, с возможным использованием в перспективе стеночного удержания плазмы) [4] желательно, чтобы стенки камеры были металлическими.

В настоящей работе описаны результаты исследований характеристик гелиевой плазмы, полученной путем формирования прямого разряда между торцевыми фольгами, расположенными вблизи магнитных пробок на входе и выходе соленоида [5,6]. Эксперименты по получению и исследованию предварительной плазмы являются составной частью работ по транспортировке РЭП через плазму [7] на установке У1-СПИН.

Схема разрядной камеры с магнитной системой [5] показана на рис. 1. Магнитное поле создавалось метровым соленоидом с пробочными катушками на концах (пробочное отношение  $B_m/B_s = 2.2$ ,  $B_s = 4$  Тл). Отрицательное напряжение (до 40 кВ) от конденсатора  $C = 0.8$  мкФ через разрядник подавалось на катод, в качестве которого использовалась графитовая ткань. Катод помещался вне соленоида в ослабленном магнитном поле  $B$ , где  $B_m/B = 7$ . Вторым электродом служила сетка из нержавеющей стали с прозрачностью 50% (в экспериментах с электронным пучком в этом месте располагалась фольга, через которую РЭП инжектировался в предплазму), за которой устанавливалось либо прозрачное окно, либо пластиковый сцинтиллятор с алюминиевым напылением. В правой пробке помещалась стеклянная трубчатая диафрагма, ограничивающая сечение разряда (максимальный диаметр разряда в соленоиде составлял 6 см). По конфигурации электродов такой разряд по известной аналогии можно назвать "разрядом с полым анодом".

Использовались следующие средства диагностики. Полный ток в камере измерялся поясами Роговского  $R1$  и  $R2$ . Поперечное давление плазмы определялось с помощью магнитных зондов  $D1$  и  $D2$  диаметром 9 см, витки которых были намотаны в противоположных направлениях, что позволяло контролировать и в случае необходимости исключать электростатические наводки. Зонды защищались стеклянными диафрагмами диаметром 8 см (вакуумная камера из нержавеющей стали имела диаметр 10.4 см). Для измерения плотности плазмы использовался лазерный интерферометр Майкельсона ( $\lambda = 3.39$  мкм). Излучение плазмы

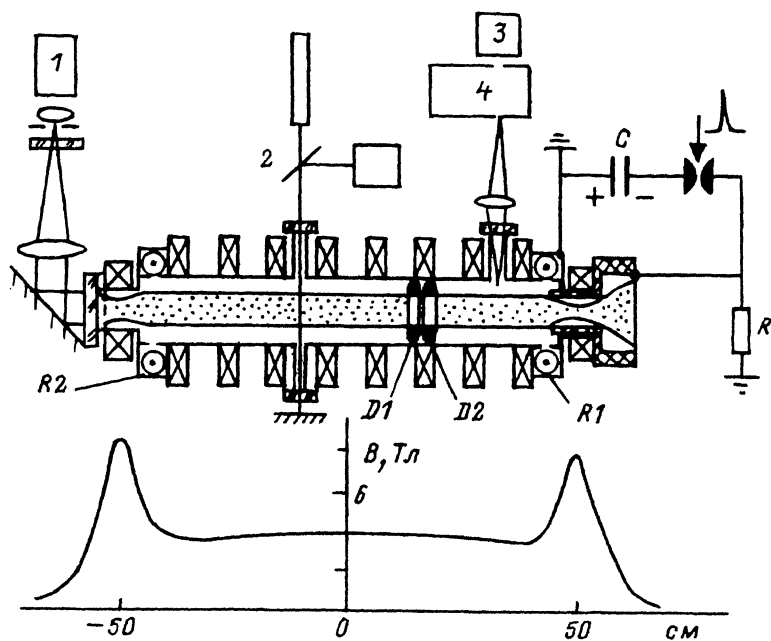


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — ЭОП, 2 — интерферометр, 3 — блок ФЭУ, 4 — монофроматор,  $D1$  и  $D2$  — диамагнитные зонды,  $R1$  и  $R2$  — пояса Роговского.

наблюдалось с помощью монохроматора МДР=23 с девятиканальным волоконно-оптическим диссектором и блоком фотоумножителей. Поперечный профиль свечения плазмы исследовался оптическим "плазмоскопом" [6].

Принцип работы плазмоскопа основан на выделении лучей, параллельных оси соленоида, с помощью диафрагмы объектива ЭОП, помещаемой в фокусе собирающей линзы. Такой способ регистрации свечения плазмы был возможен благодаря большому усилению ЭОП ПИМ-104В с микроканальным усилителем. Пространственное разрешение системы составляло 3 мм. Для выделения нужного спектрального диапазона перед ЭОП ставился набор светофильтров. По интенсивности тормозного излучения плазмы  $J(x, y)$  можно восстановить [6,8] усредненный вдоль плазменного столба поперечный профиль плотности электронов  $n_e(x, y) \sim J^{1/2}(x, y)/T_e^{1/4}$ , где  $T_e$  — температура электронов плазмы.

### Результаты эксперимента

Токи, измеренные поясами  $R1$  и  $R2$ , всегда совпадали и имели форму, характерную для затухающего  $LC$ -разряда. Максимумы сигнала ФЭУ совпадали с экстремумами тока. Сигнал интерферометра рос первые 7–10 мкс, затем стабилизировался на постоянном уровне ("плато") и, начиная с момента времени 20–40 мкс после начала разряда (в зависимости от плотности гелия), вновь возрастал. Этот рост можно связать с "откачивающим" свойством разряда, а также с десорбцией газа с электродов. Показания магнитных зондов позволяли вычислить диамагнетизм плазмы  $W_{\perp}$  после учета вклада электростатической наводки и парамагнетизма полного тока [9].

Рис. 2 показывает динамику основных характеристик плазмы для трех различных начальных плотностей гелия. Рис. 2,а демонстрирует ход временной зависимости плотности плазмы, усредненной в соответствии с соотношением

$$\bar{n}_e = \frac{\int n_e(r) dr}{2r_0}, \quad (1)$$

где интеграл в числителе есть величина  $\langle n_e l \rangle$ , определяемая с помощью интерферометра.

Диамагнетизм плазмы

$$W_{\perp} = n_e T_e (1 + \beta T_i / T_e) dS, \quad (2)$$

определяемый по сигналам диамагнитных зондов, где  $\beta$  — число ионов, приходящееся на один электрон плазмы (для гелия  $1 \leq \beta \leq 0.5$ ), а  $T_i$  — ионная температура, показан для тех же импульсов на рис. 2,б. Для оценки энергии заряженных частиц введем некоторую характерную температуру

$$T_* = \frac{W_{\perp}}{\bar{n}_e S_0} = \frac{2 \int n_e T_e (1 + \beta T_i / T_e) dS}{\pi r_0 \int n_e dr}, \quad (3)$$

где  $S = \pi r_0^2 = 30 \text{ см}^2$  — сечение разряда в соленоиде, определяемое диаметром ограничивающей диафрагмы в пробке.

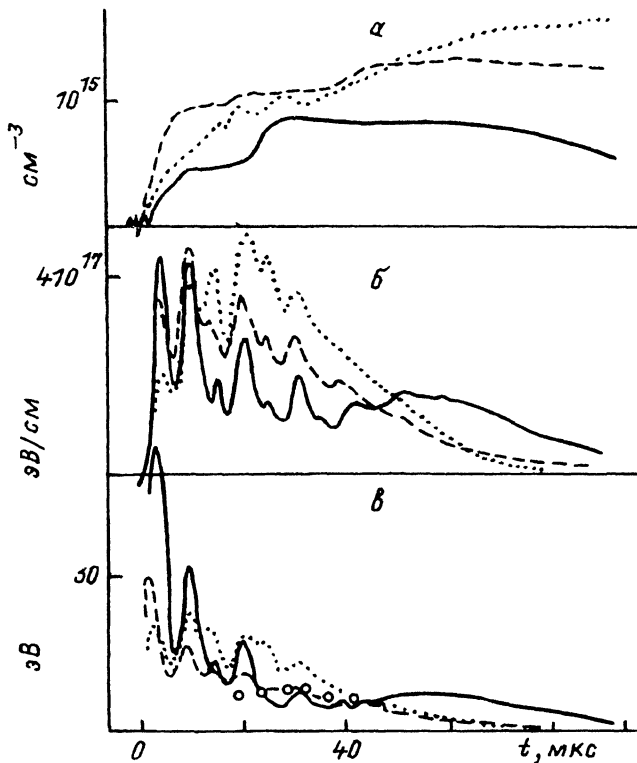


Рис. 2.

$a$  — средняя плотность плазмы  $\bar{n}_e$ ,  $b$  — энергосодержание плазмы  $W_{\perp}$ ,  $c$  —  $W_{\perp}/\bar{n}_e S_0$  — энергосодержание электрон-ионной пары. Сплошные линии —  $n_0 = 3 \cdot 10^{14}$ , штриховые —  $2 \cdot 10^{15}$ , пунктир —  $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Кружочки — удвоенная электронная температура ( $2 \cdot T_e$ ), измеренная с помощью “гелиевого термометра” при давлении гелия  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Из (1)–(3) видно, что  $T_*$  определяет некоторым образом усредненную сумму  $(T_e + \beta T_i) = T_{\Sigma}$  и зависит от распределения плотности по сечению плазмы. Например, в случае плазмы эллиптического сечения вычисленное указанным способом значение  $T_*$  может существенно превышать “истинное” значение  $T_{\Sigma}$ , если луч интерферометра направлен вдоль большой полуоси, и быть меньше  $T_{\Sigma}$ , при зондировании вдоль малой полуоси. Если  $T_e + \beta T_i$  постоянно по сечению, то можно записать

$$T_e + \beta T_i = \alpha \frac{W_{\perp}}{\bar{n}_e S}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — при не слишком неоднородной плазме порядка единицы.

В частности, если распределение плотности плазмы осесимметричное, то при одинаковом радиусе  $r_0$   $\alpha = 1$  для однородного распределения и  $\alpha = 0.5$  для узкого кольца.

Ход величины  $T_*$  приведен на рис. 2,  $a$ . Как будет показано ниже, при  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  через 10–15 мкс распределение плазмы по сечению почти однородно ( $\alpha \approx 1$ ). С другой стороны, из соотношения для времени

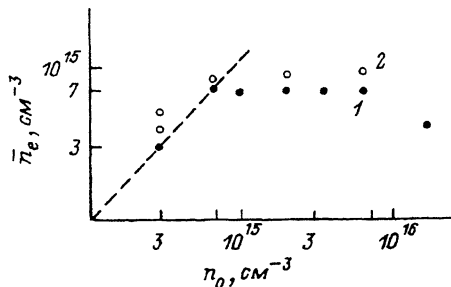


Рис. 3. Зависимость измеренной интерферометром плотности плазмы на "плато" от начальной плотности гелия.

1 — напряжение разряда 30 кВ, 2 — 40 кВ, штриховая линия —  $n_e = n_0$ .

выравнивания электронной и ионной температур [10]

$$\tau_{e/i}(c) \approx \frac{3 \cdot 10^8 A (T_e [\text{эВ}])^{3/2}}{Z^2 n_e [\text{см}^{-3}] \ln \Lambda}, \quad (5)$$

где  $A$  и  $Z$  — атомный вес и заряд иона.

Видно, что при  $T_e \leq 10$  эВ время термализации плазмы  $\leq 3$  мкс ( $\ln \Lambda \approx 7$ ,  $Z \approx 1$ ), т.е.  $T_e \approx T_i \approx T_*/2$  ( $\beta \approx 1$ ). Таким образом, штриховая линия на рис. 2, в представляет собой двойную температуру  $T_e$ . Для контроля при той же плотности  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  нами были независимо проведены измерения  $T_e$  по соотношению интенсивностей линий HeI ( $\lambda = 468.6$  нм) и HeII ( $\lambda = 587.6$  нм). Значения  $2T_e$ , полученные этим методом [11], иногда называемым "гелиевым термометром", показаны на рис. 3 кружками и, как видно, хорошо совпадают со штриховой кривой. Уменьшение напряжения на разрядном конденсаторе от 40 до 30 кВ влекло за собой одинаковое (на 15%) уменьшение измеряемых двумя способами температур.

Измерения интерферометром показывают (рис. 3), что в области плато плотности полная ионизация происходит при начальной плотности гелия меньше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При плотности гелия больше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  происходит стабилизация плотности плазмы на уровне  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , плотность плазмы падает при достижении плотностью гелия величины  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Из рис. 2, в видно, что энергосодержание плазмы растет с ростом плотности гелия. Однако если до плотности гелия порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  этот рост обусловлен ростом плотности плазмы, то далее энергосодержание растет за счет температуры (рис. 2, в), что, по-видимому, объясняется уменьшением электронной теплопроводности на торцы за счет появления нейтральной компоненты. Отметим также, что плазма в области плато изотермическая (см. выше) с температурой  $T_e = T_i = 3-7$  эВ.

На начальной стадии разряда (до достижения плато) характерная температура в пиках тока довольно велика ( $T_* \sim 30-50$  эВ при  $n_e = 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), причем здесь  $T_* \approx T_e > T_i$ . Известно (см. [12] и ссылки в ней), что такие и даже более высокие значения температуры возможны для разрядов в подобных условиях и объясняются аномальным сопротивлением плазмы, связанным с ионно-звуковой турбулентностью [13]. Условия возбуждения ионно-звуковой турбулентности ( $u_\alpha \equiv I/en_e S_0 > u_s = \sqrt{T/M}$  и  $T_e \gg T_i$ ) в данном случае выполняются. Турбулентность плазмы практически безынерционна и существует только в период протекания тока. Поэтому в промежутках температура должна резко падать из-за большой электронной теплопроводности на торцы [10]. Характерное время

теплопроводности можно оценить по формуле

$$\tau_{\lambda}(c) \sim 1.4 \cdot 10^{-2i} \frac{n_e [\text{см}^{-3}] l^2 [\text{см}]}{T_e^{5/2} [\text{эВ}]} \left( 1 + \beta \frac{T_i}{T_e} \right), \quad (6)$$

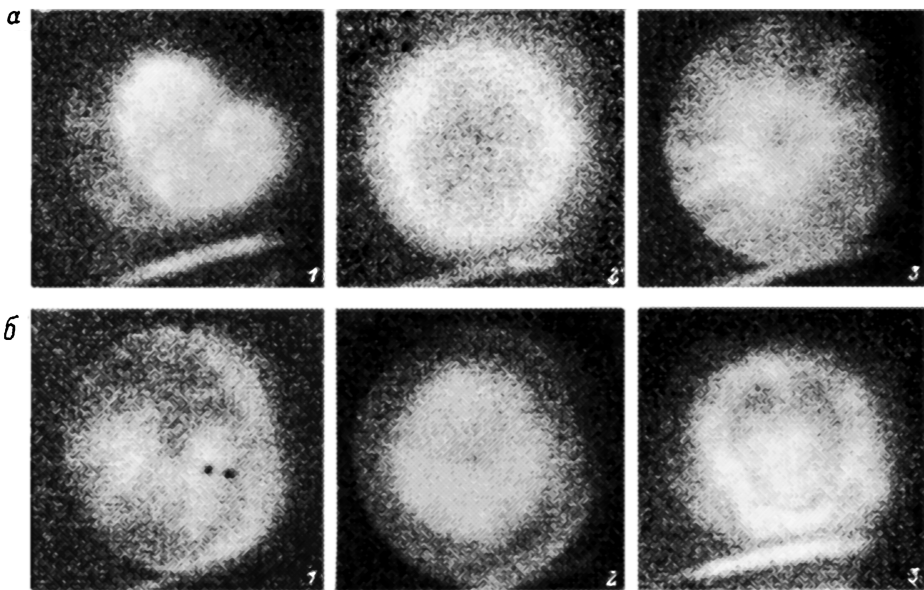
где  $l$  — полная длина соленоида, что и наблюдается в действительности.

Нельзя исключить, правда, что пики сигнала магнитного зонда могут быть связаны со смещением “центра тяжести” тока. В [14] показано, что при таком смещении в принципе может существенно меняться величина парамагнитного сигнала. Однако численные расчеты в [14] показали, что для наблюдаемого распределения тока возможная поправка не превышает 20%. При этом вычисленная величина энергосодержания может лишь несколько возрасти по сравнению с приведенной на рис. 2, б, в. Тот факт, что описанная система создания предплазмы позволяет получить на начальной стадии разряда достаточно высокую ( $\sim 30$  эВ) температуру, может быть полезным в экспериментах по пучковому нагреву, так как порог пучковой неустойчивости при этом снижается [15], а эффективность взаимодействия возрастает.

В экспериментах прослеживалась зависимость характеристик разряда и плазмы от напряженности магнитного поля. Уменьшение величины магнитного поля в два раза практически не влияло на параметры разряда, тогда как уменьшение обычно используемого поля в три раза приводило к существенному уменьшению тока разряда и диамагнетизма плазмы. Отметим здесь также, что при замене на катоде графитовой ткани на алюминиевую фольгу или пластину из нержавеющей стали наблюдалась задержка разряда на величину от нескольких до десятков микросекунд в зависимости от плотности газа (при самой низкой плотности  $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  разряд вообще не зажигался). Однородность разряда при этом ухудшалась.

Исследования процессов пробоя, а также распределения плотности плазмы по сечению разрядной камеры в различные моменты времени проводились с помощью описанного выше плазмоскопа. Для исследования стартовых процессов в разряде использовался вариант плазмоскопа с быстрым пластиковым сцинтиллятором с непрозрачным алюминиевым покрытием. При этом плазмоскоп мог регистрировать распределение быстрых электронов с энергией несколько кэВ и более. Было обнаружено, что после срабатывания разрядника имеется некоторая задержка между подачей напряжения на электроды разрядного промежутка и его пробоем (началом тока). Величина задержки (в случае алюминиевого катода до нескольких мкс) варьируется в зависимости от плотности газа, типа катода и величины напряжения. Сцинтиллятор начинал флуоресцировать одновременно с подачей высокого напряжения с интенсивностью, возрастающей вплоть до начала разряда. Это свечение можно связать с попаданием на сцинтиллятор “первичных” электронов, вырванных из катода и частично захваченных пробкотроном. Свечение сцинтиллятора было практически однородно по сечению и имело резкую границу, соответствующую апертуре разряда. Характерное время спада свечения составляло 10 мкс, что совпадает с оценкой времени рассеяния на газе для электронов с  $E = 10$  кэВ.

При исследовании свечения плазмы пластиковый сцинтиллятор заменялся прозрачным окном, а ЭОП работал в кадровом режиме. Съёмки проводились как в свете линий гелия, так и в непрерывном спектре.



**Рис. 4.** Поперечное распределение свечения плазмы в непрерывном спектре, выделяемом набором фильтров (ПС7+СЗС21+ОС12).

*а* — в различные моменты времени при  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $t = 3$ , 2 — 17, 3 — 130 мкс;  
*б* — в момент времени, соответствующий “плато” плотности ( $t = 10\text{--}20$  мкс), но при различных плотностях гелия: 1 —  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{16}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{15}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В серии *б* диаметр разряда уменьшен на 20% стеклянной диафрагмой.

В обоих случаях изображения, полученные при одинаковых параметрах плазмы, качественно подобны. Количественная интерпретация изображения, полученного в свете линий, осложняется возможным самопоглощением излучения. Чтобы избежать подобных проблем, основная серия экспериментов была проведена в непрерывном спектре (где плазма заведомо оптически тонкая). Интервал 20 нм вблизи 560 нм выделялся с помощью набора фильтров (ПС7+СЗС21+ОС12).

Результаты съемок в непрерывном спектре показаны на рис. 4. При плотности гелия  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 4,*а*), интересной для экспериментов по взаимодействию РЭП с плазмой, на начальной стадии разряд неоднороден (рис. 4,*а*), затем на плато плотности он становится аксиально-симметричным с некоторым понижением интенсивности свечения в центре, а затем после окончания тока ( $t > 50$  мкс) вновь становится неоднородным с характерной лучевой структурой. Такой характер изменения свечения наблюдался также в линиях гелия (например, в линии HeII,  $\lambda = 468.6$  нм). Возможно, неоднородность плазмы после окончания разряда связана с желобковой неустойчивостью, которая развивается, согласно оценке, за время несколько десятков мкс вследствие ослабления вмероженности столба плазмы в торцы после окончания тока. На рис. 5 представлены денситограмма плазмы при  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $t = 17$  мкс и восстановленные по ней интенсивность свечения и плотность плазмы. Свечение разряда в континууме при разных начальных плотностях газа приведено на рис. 4,*б*.

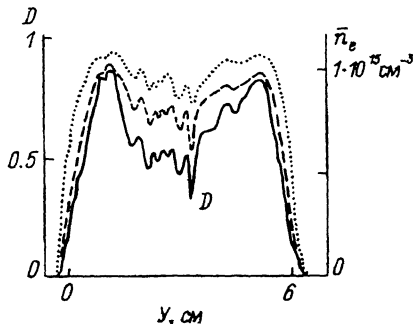


Рис. 5. Денситограмма ( $D$ ) свечения плазмы при  $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $t = 17$  мкс.

Штриховая кривая — интенсивность свечения, пунктир — плотность плазмы, восстановленные по плотности почернения.

Полный анализ всех полученных фотографий показал, что при самых высоких плотностях разряд наименее однороден, тогда как в диапазоне плотностей  $0.3\text{--}8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  имеются промежутки времени в период от 10 до 40 мкс, когда плазма достаточно однородна по сечению. Уменьшение диаметра разряда улучшало однородность свечения.

### Заключение

Сформулируем основные итоги работы. Исследованы основные характеристики гелиевой плазмы (плотность, температура, пространственное распределение) при плотностях исходного газа  $n_0 = 3 \cdot 10^{14}\text{--}2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В течение первых 10 мкс разряда происходит рост плотности электронов, затем в течение 10–40 мкс плотность сохраняется постоянной (область “плато”), после чего наблюдается новое подрастание плотности, связанное со вторичными процессами. Показано, что при плотностях до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  газ полностью ионизован, причем плазма имеет в течение первых полупериодов тока высокую ( $\sim 30$  эВ) температуру электронов. При более высоких  $n_0$  образуется изотермическая плазма с  $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , имеющая в области плато температуру 3–7 эВ. Установлено, что в интервале 10–40 мкс от начала импульса при  $n_0 = 3 \cdot 10^{14}\text{--}8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  имеется период, когда плазма достаточно однородна. Этот момент наиболее предпочтителен для инъекции пучка в пучково-плазменных экспериментах. В более позднее время ( $> 50$  мкс) развивается неустойчивость, искажающая поперечный профиль плазмы.

Авторы благодарят А.В.Аржанникова, Б.Н.Брейзмана, А.В.Бурдакова, В.С.Койдана, С.В.Лебедева, Д.Д.Рютова, М.А.Шеглова за полезное обсуждение результатов, а Р.Р.Ибрагимову и Ю.И.Красникова за помощь в работе.

### Список литературы

- [1] Аржанников А.В., Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Койдан В.С. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 175–182.
- [2] Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Кандауров И.В. и др. // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1987. № 2. С. 31–34.
- [3] Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Kapitonov V.A. et al. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1988. Vol. 30. N 11. P. 1571–1583.
- [4] Рютов Д.Д. // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1978. № 1–2. С. 96–112.
- [5] Воронцов С.Г., Горбовский А.И., Князев Б.А. и др. // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1986. № 2. С. 25–30.
- [6] Князев Б.А., Мельников П.И., Чихунов В.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 48–53.



- [7] Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 12. С. 1447-1456.
- [8] Князев Б.А. // ПТЭ. 1991. № 1. С. 185-186.
- [9] Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. // Препринт ИЯФ. № 88-76. Новосибирск, 1988. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I. // Proc. 13<sup>th</sup> Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Paris. 1988. Vol. 2. P. 436-438.
- [10] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1978. 592 с.
- [11] Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат. 1969. 226 с.
- [12] Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сутомлин Е.А. Коллективные явления в токонесущей плазме. Киев: Наукова думка, 1978. 188 с.
- [13] Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Основы физики плазмы. Доп. к Т. 2 / Под ред. Галеева А.А., Судана Р. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 5-37.
- [14] Алейников А.Н., Брейzman Б.Н., Князев Б.А., Черкасский В.С. // Препринт ИЯФ. № 92-52. Новосибирск, 1992.
- [15] Brejzman V.N., Ryutov D.D. // Nuclear Fusion. 1974. Vol. 14. N 6. P. 873-907.

Институт ядерной физики  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
5 ноября 1992 г.  
В окончательной редакции  
8 июня 1993 г.