

УДК 533.95

С. И. Ананин

### О СТРУКТУРЕ ВОДОРОДНЫХ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ

**Введение.** Данная работа является продолжением [1—5], посвященных динамике компрессионных плазменных потоков (КПП) в магнитоплазменных компрессорах (МПК). В [1, 3] рассматривались воздушные КПП. Была предложена двумерная модель для описания динамики и структуры частично ионизованных излучающих КПП. В основу модели положен метод крупных частиц с введением магнитного поля [6] и учетом переноса энергии излучением в рамках двухпоточкового многогруппового приближения [7]. В результате расчетов по предложенной модели определены динамика и структура разряда в воздухе, его основные излучательные характеристики. Продемонстрировано, что учет излучения существенно влияет на параметры плазмы в области компрессии, значительно увеличивая степень сжатия плазмы и уменьшая ее температуру. В [2, 4, 5] такой же подход применен к описанию динамики и структуры водородных КПП. Следует отметить, что начало работ по численному моделированию КПП было положено Брушлинским и Морозовым [8], в первых работах рассматривался случай именно водородной плазмы (полностью ионизованной). В этих исследованиях определены качественные особенности поведения КПП в МПК. В [8—10] изучалась динамика водородных КПП с учетом ионизации. При этом либо использовалось приближение скачкообразной полной ионизации плазмы при переходе через некоторое значение температуры  $T^*$  [8, 9], либо моделирование проводилось с детальным расчетом ионизации по уравнению Саха, но в квазиодномерном приближении [10]. Излучение плазмы не учитывалось. Первые расчеты по двумерным моделям водородных КПП с учетом частичной ионизации и переноса энергии излучением описаны в [2, 4, 5]. В [4] проводился расчет динамики и структуры водородных КПП, генерируемых МПК при малых (20—100 кА) токах. В [5] рассматривалось влияние граничных условий на результаты численного моделирования и продемонстрировано хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. В данной работе изучались динамика и структура КПП в общем случае (без ограничения по току) для работы МПК в различных режимах. К настоящему времени накоплен довольно обширный экспериментальный материал по исследованию процессов в МПК. Наиболее полные экспериментальные результаты по водородным КПП опубликованы в циклах работ [11—14], [2, 15—17] и [18, 25]. В [2, 4, 5] описаны результаты численного моделирования для условий [2, 15—17], а в данной работе рассматриваются режимы и условия, в которых проводились первые эксперименты [11—14], для которых характерно наличие больших токов разряда. Более подробное изложение развития работ по численному моделированию газовых КПП и ссылки на исследования по расчетам эрозионных плазменных потоков можно найти в обзорах [8, 19, 20] и в [3—5].

В настоящей работе обсуждаются также вопросы, связанные с образованием петель тока. Впервые петли тока (иногда их называют «вихри тока») в коаксиальных ускорителях обнаружены при численных расчетах Брушлинским, Герлах и Морозовым [21]. В [22, 23] проанализированы некоторые условия образования петель тока в аналитическом приближении при существенных упрощениях картины. Позже наличие таких петель зафиксировано и экспериментально [24, 25]. В данной работе в качестве одного из вопросов рассматривается влияние токовой структуры на параметры и строение области компрессии. В [26] экспериментально показано, что при определенных условиях область компрессии в газовом МПК имеет «трубчатый» характер, т. е. область наибольшей концентрации электронов смещена относительно оси системы, а здесь продемонстрировано, что это явление связано со структурой распределения токов.

**Описание модели.** Система нестационарных уравнений магнитной радиационной газодинамики, описывающая рассматриваемые процессы, выглядит следующим образом (температуры ионов, электронов и атомов,

а также их скорости считаем одинаковыми,  $T_i = T_e = T_a = T$ ,  $\mathbf{w}_i = \mathbf{w}_e = \mathbf{w}_a = \mathbf{w}$ ):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{w}) = 0, \quad \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{w}) + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{H}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r}(rH) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{w}) + \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{H}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}((p + \rho E) \mathbf{w} + \mathbf{S}) + \frac{H}{4\pi} \left( \frac{v}{r} \frac{\partial rH}{\partial r} + u \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\lambda}{4\pi} \left[ \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial}{\partial r} rH \right)^2 + \left( \frac{\partial H}{\partial z} \right)^2 \right] = 0,$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rH) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r}(vH) - \frac{\partial}{\partial z}(uH),$$

$$p = p(\epsilon, \rho), \quad E = \mathbf{w}^2/2 + \epsilon.$$

Здесь  $\rho$  — плотность плазмы;  $p$  — давление;  $\mathbf{w}$  — скорость ( $u = w_z$ ,  $v = w_r$ );  $\epsilon$  — удельная внутренняя энергия;  $\mathbf{S}$  — поток энергии, обусловленный излучением;  $\lambda = c^2/(4\pi\sigma_e)$ ;  $\sigma_e$  — проводимость.

Перенос энергии излучением рассчитывался по методике, предложенной в [27]. При этом рассматриваются потоки излучения в многогрупповом двухпотоковом приближении по координатам  $r$  и  $z$ . В данном случае учет спектрального состава излучения проводился в приближении трех спектральных групп. Внутри каждой группы коэффициент поглощения полагался не зависящим от частоты и равным усредненному по распределению Планка в границах данной группы. Границы интервалов следующие: 0,01—10,2; 10,2—13,6; 13,6—250 эВ. Коэффициенты поглощения для соответствующих спектральных групп учитывают поглощение в линиях, тормозное и фотопоглощение. Эти коэффициенты при численном моделировании определялись с помощью интерполяции между узлами предварительно рассчитанных таблиц значений. Методика расчета коэффициентов поглощения описана в [28]. Для определения величины давления и температуры по значениям плотности  $\rho$  и удельной внутренней энергии  $\epsilon$  использовались два способа задания уравнений состояния: 1) путем интерполяции, как и для коэффициентов поглощения; уравнения состояния были затабулированы с использованием данных [29]; 2) прямое вычисление ионизационного состава плазмы в предположении существования локального термодинамического равновесия (ЛТР) по уравнению Саха. В последнем случае использовалось выражение  $\epsilon = (1 + \alpha)c_v T + \zeta \alpha I_1/m_i$  ( $\alpha$  — степень ионизации,  $I_1$  — потенциал ионизации,  $m_i$  — масса иона). Коэффициент  $\zeta$  характеризует «цену иона». Для давления плазмы имеем  $p = (1 + \alpha)(c_p - c_v)\rho T$ . При  $\zeta = 1$  второй способ задания уравнений состояния эквивалентен первому, а задавая  $\zeta > 1$ , можно эффективно учитывать потери на излучение при ионизации, которые могут превышать значения, соответствующие ЛТР [10].

Для плазмы малой концентрации использовался и более простой способ учета излучения — по формулам для тормозного и рекомбинационного излучения [30], применимым в случае малой оптической плотности плазмы, когда высвечивание носит объемный характер. При этом появляется возможность приближенно учитывать и наличие примесей в рабочем газе путем введения эффективного заряда  $Z$ . Специальными тестовыми расчетами была проверена эквивалентность подходов к определению потоков излучения в многогрупповом двухпотоковом приближении и приближении объемного высвечивания (разумеется, при тех концентрациях и температурах плазмы, при которых выполняются условия объемного высвечивания).

Способ постановки граничных условий, использованный здесь, не отличается от описанного в [4, 5]. В начальный момент времени расчетная область (ее геометрия взята из соответствующего эксперимента) считается заполненной водородной плазмой с плотностью  $\rho_0$  и температурой  $T_0$ , а магнитное поле равняется нулю.

В расчетах обычно использовалась сетка размером  $40 \times 60$  ячеек. Схема разбиения расчетной области на целые и дробные ячейки приведена на рис. 1 в [1]. Некоторые подробности, касающиеся конечно-разностной схемы модели, содержатся в [7] и приведенных в ней ссылках.

**Результаты расчетов.** Рассмотрим результаты численного моделирования при следующих условиях:  $T_0 = 11,6$  кК,  $\rho_0 = 5,9 \cdot 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup> (эта плотность при нормальной температуре отвечает  $p_0 = 667$  Па),  $\zeta = 2$ ,  $u_s = 3 \cdot 10^3$  м/с. Используемая в расчетах осциллограмма суммарного тока разряда (зависимость  $I_p(t)$ ) получена линейной интерполяцией значений тока, приведенных на рис. 15 в [12], а геометрия разрядного устройства соответствует представленной в [12] на рис. 6, б.

Результаты расчетов показывают, что после начала протекания тока в межэлектродном зазоре формируется ударная волна, иногда называемая форсгустком, которая, перемещаясь вдоль электродов, примерно к 20 мкс ( $I_p = 305$  кА) достигает среза центрального электрода, на оси системы начинает формироваться область компрессии (ОК). Приблизительно к 25 мкс форсгусток покидает пределы расчетной области, а скорость плазмы на образующей конуса центрального электрода достигает  $3 \times 10^4$  м/с. На рис. 1 приведены распределения температуры (верхняя полуплоскость) и концентрации электронов при  $t = 30$  мкс. Единица температуры на изотермах равна 11,6 кК, а на изопиктах единица концентрации отвечает  $10^{22}$  м<sup>-3</sup>. Суммарный ток разряда в данный момент времени 220 кА.

На оси системы видна область компрессии диаметром (по уровню половины от максимальной концентрации) около 1 см, длиной около 9 см. Температура плазмы в ОК достигает 17 кК, а концентрация электронов  $n_e \approx 7 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>. Осевая скорость плазмы на срезе центрального электрода  $\sim 2 \cdot 10^4$  м/с. В окрестности входного сечения дивертора поле скоростей имеет сложную структуру: значительная часть прикатодной плазмы стекает внутрь дивертора в направлении, обратном основному потоку. При этом идет заполнение дивертора плазмой со скоростью, которая при  $t = 30$  мкс достигает  $\sim 10^4$  м/с (во входном сечении дивертора). К 40 мкс суммарный разрядный ток падает до 142 кА, но общая структура КПП в расчетной области изменяется незначительно. Радиус и длина ОК выросли приблизительно в 1,5 раза. Максимальная температура уменьшилась до 16 кК, максимальная концентрация — до  $3 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>. Давление на левом торце дивертора \* к этому моменту подросло настолько, что начинается отток плазмы в направлении основного потока, хотя во входном сечении продолжается натекание в дивертор. К  $\sim 50$  мкс дивертор «забивается» практически полностью и начинается отток плазмы из дивертора уже через входное сечение (кроме небольшой приосевой зоны, где продолжается натекание в дивертор из-за высокого давления плазмы в ОК).

В [12] проводилось измерение распределения токов в МПК с помощью магнитных зондов. На рис. 2 представлены распределения, полученные в этих экспериментах (сплошные линии) и в результате численного моделирования (штриховые). Единица тока на изолиниях 1 кА. Видно, что имеется неплохое соответствие теоретических и экспериментальных данных. Особенно благоприятным является то обстоятельство,

\* Здесь рассматривается геометрия центрального электрода с «глухим» дивертором, т. е. диверторное отверстие при  $z = 0$  заканчивается стенкой.

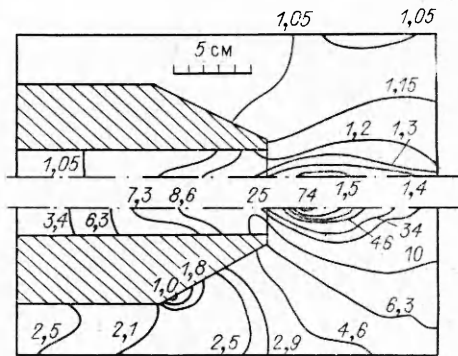
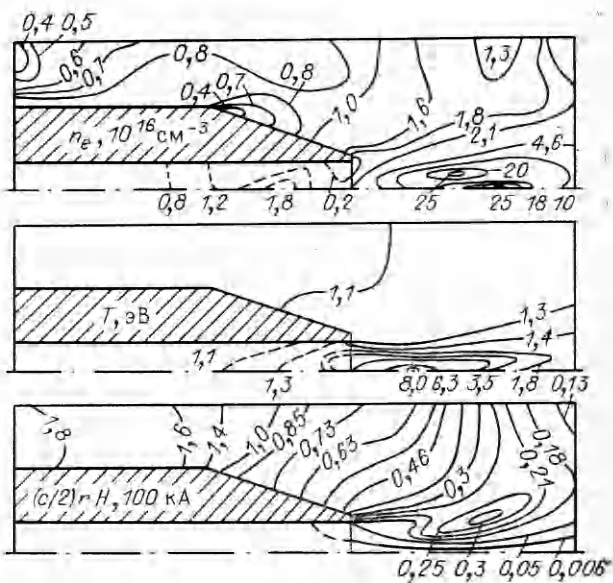
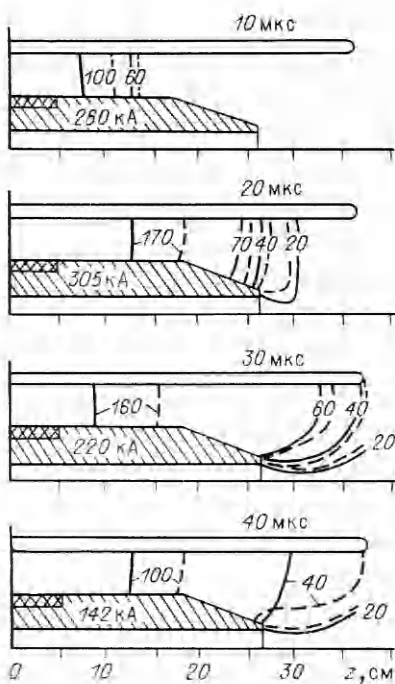


Рис. 1



Р и с. 3

Р и с. 2

что близки данные, полученные для выносных токов за срезом катода, в окрестности области компрессии. Поскольку электромагнитные поля являются как бы «скелетом» всей структуры КПП, можно надеяться на соответствие и других параметров КПП, по крайней мере в ОК. Однако в [12] не опубликованы результаты комплексного экспериментального исследования для других параметров (распределения  $n_e$ ,  $T_e$  и т. д.) в этом режиме. Результаты измерений  $n_e$  и  $T$  в устройстве с той же геометрией приведены в [14] для другого режима ( $p_0 = 40$  Па). Для сопоставления этих данных с теоретическими проведен расчет при  $T_0 = 11600$  К,  $\rho_0 = 3,54 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup> (при нормальной температуре эта плотность отвечает  $p_0 = 40$  Па),  $u_s = 8 \cdot 10^3$  м/с,  $\zeta = 2$ , использовалась осциллограмма  $I_p(t)$ , полученная линейной интерполяцией значений тока, приведенных на рис. 8 в [11]. Излучение плазмы в данном варианте рассчитывалось в приближении объемного высвечивания без учета переноса излучения. Геометрия разрядного устройства взята той же, что и в предыдущем расчете.

Поскольку начальное давление в камере изменилось более чем на порядок, режим данного разряда существенно отличается от вышеописанного. Прохождение пробки ускоряется (время прохождения  $\sim 18$  мкс), быстро растет температура плазмы в ОК. На 22 мкс максимальная температура плазмы на оси системы достигает 35 кК, на 26 мкс — 93 кК. При  $t = 30$  мкс, когда  $I_p = 205$  кА, максимальная скорость на срезе  $1 \cdot 10^5$  м/с (при  $p_0 = 667$  Па это значение  $\sim 2 \cdot 10^4$  м/с, хотя при  $p_0 = 40$  Па суммарный разрядный ток меньше). Изменения коснулись и самой структуры компрессионного потока. На рис. 3 показаны (сверху вниз) распределения концентрации электронов, температуры плазмы и токов (единица концентрации  $10^{22}$  м<sup>-3</sup>, температуры 11600 К, тока 100 кА) при  $t = 26$  мкс. В этот момент в ОК имеются уже два максимума в распределении концентрации электронов. Один из них по-прежнему располагается на оси разряда, другой — на расстоянии около 1 см от оси. Таким образом, на периферии ОК есть область с большими значениями  $n_e$ , чем на оси. Такая структура иногда называется «трубчатой», о наличии ее в МПК сообщалось в [26]). В распределении токов (точнее говорить о распределении величины  $crH/2$ ) также появилась существен-

ная особенность: за срезом катода сформировался максимум тороидальной формы, расположение которого коррелирует с расположением неосевого максимума в распределении концентрации электронов. По мере дальнейшего набора скорости потоком этот максимум отодвигается от центрального электрода. При  $t = 30$  мкс  $n_e$  в неосевом максимуме почти вдвое превышает значение на оси, достигая  $2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  (рис. 4). Распределение температуры плазмы в ОК также приобретает сложный характер. По радиусу оно остается однородным, т. е. с

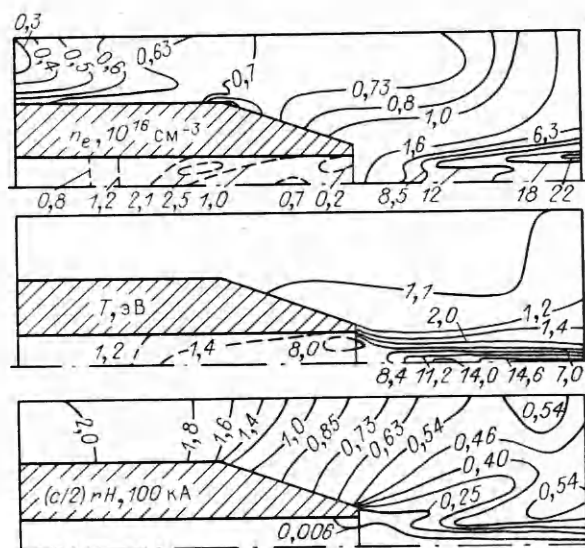


Рис. 4

одним осевым максимумом, а на распределении температуры плазмы по оси возникает второй максимум. Значения температуры в обоих максимумах близки и составляют 160–170 кК.

Прежде чем непосредственно перейти к сопоставлению результатов численного моделирования и экспериментов, отметим некоторые возникающие при этом сложности. Во-первых, рассматриваемые процессы являются существенно нестационарными. Поскольку стадия пробоя в модели не описывается, следует учесть возможность временного сдвига относительно экспериментального отсчета (даже если забыть о некотором временном разбросе задержек в эксперименте). Во-вторых, реальный компрессионный поток, хоть и является макроустойчивым, совершает поперечные колебания относительно оси системы, амплитуда которых в ОК достигает 1 см [14], т. е. нет полной симметрии относительно оси системы. Это априори накладывает некоторые ограничения на достижимую степень соответствия теории и эксперимента, особенно, если экспериментальные данные получены усреднением по нескольким разрядам, когда «тонкая структура» типа изображенной на рис. 3, 4 будет как бы смазываться за счет усреднения.

В [14] приведены результаты измерений  $T$  и  $n_e$  методом фотоэлектрической регистрации континуума. Так, для  $T$  и  $n_e$  получены распределения по радиусу для  $t = 30$  мкс при  $z = 3$  и 6 см (рис. 2, 3 из [14]). Распределения температуры по радиусу характеризуются одним максимумом (при  $r = 0$ ) и монотонным спаданием при удалении от оси системы, а в распределении концентрации электронов кроме осевого имеется и небольшой максимум при  $r \sim 4$  см ( $n_e \approx 6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , а при  $r = 3$  и 4,4 см для  $z = 6$  см  $n_e \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ). Большинство особенностей распределений  $T$  и  $n_e$  (значения величин в максимумах, наличие двух максимумов в распределениях  $n_e(r)$  и одного в распределениях  $T(r)$ ) хорошо согласуются с особенностями распределений температуры и концентрации плазмы, приведенными на рис. 3 и 4 (см. таблицу). Как видно из таблицы, лучшее согласие экспериментальных данных и результатов численного моделирования наблюдается для  $t = 26$  мкс, что представляется естественным в силу высказанных выше соображений о некотором «опережении» расчетного времени над реальным ввиду отсутствия в модели учета стадии пробоя и начального плазмообразования. Заметное завышение длины области компрессии при моделировании можно объяснить наличием в реальном плазменном потоке неосесимметричных колебаний, отмечаемых в эксперименте.

$n_e^{\max}, \text{ м}^{-3}$	$t^{\max}, \text{ нК}$	Длина области компрессии, см
<i>Эксперимент [14]</i>		
$(2,8+0,3) \cdot 10^{23}$	130+23	6
<i>Численное моделирование</i>		
при $t = 26 \text{ мкс}$		
$2,5 \cdot 10^{23}$	93	9
при $t = 30 \text{ мкс}$		
$2,2 \cdot 10^{23}$	170	$\geq 20$

на рис. 3 также обнаруживает значительное сходство. Максимальное значение  $n_e$  в эксперименте  $2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  ( $\pm 30\%$ ), длина ОК 6 см, изолинии  $n_e = 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в ОК идет почти горизонтально с  $r \approx 1 \text{ см}$ . В распределении  $n_e$ , полученном при численном моделировании, этот радиус приблизительно в 2 раза больше, т. е. и по радиусу ширина экспериментально регистрируемого распределения  $n_e$  оказывается больше значения, предсказываемого численным моделированием. К числу наиболее существенных отличий следует отнести и отсутствие в экспериментальном распределении  $n_e(r)$  второго максимума в ОК. Однако здесь стоит вспомнить об интегральном характере картины рис. 8 из [11], а также о том, что в близких условиях такой второй максимум был экспериментально зарегистрирован (рис. 3, [14]), когда распределение регистрировалось за один разряд.

Таким образом, проведенные расчеты позволили установить, что предложенная модель дает возможность описывать все стадии формирования и динамики КПП, кроме пробоя. Продемонстрировано, что при определенных условиях область компрессии приобретает «трубчатую» структуру (по  $n_e$ ), как это ранее было обнаружено в экспериментах [26]. При этих условиях для токовой структуры характерно наличие петель тока вблизи области компрессии. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными по распределению магнитного поля (эксперименты [12]) и температуры плазмы [14]. Имеющихся экспериментальных данных по распределению концентрации электронов недостаточно, чтобы сделать вывод о степени соответствия с результатами численного моделирования, в частности, чтобы окончательно решить вопрос о наличии «трубчатой» структуры в конкретных условиях экспериментов [11, 14]. Область компрессии, зафиксированная в экспериментах, обладает большими размерами, чем получается по данным моделирования. Однако максимальные значения концентраций в ОК практически совпадают (см. таблицу). В целом сравнение результатов численного моделирования и экспериментов [11, 12, 14] указывает на достаточно высокую степень адекватности нашей модели. Учитывая, что аналогичное заключение сделано по результатам сравнения с экспериментальными данными [2, 15–17], полученными на другой установке МПК в других режимах, можно прийти к выводу, что настоящая модель пригодна к использованию в целях оптимизации конструкции МПК и выбора режимов генерации КПП.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ананин С. И. Расчет динамики компрессионных плазменных потоков в магнито-плазменном компрессоре при работе на воздухе // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 5.
2. Min'ko L. Ya., Ananin S. I., Astashinsky V. M. et al. Dynamics of low-energy compression plasma flows // Proc. XVII Intern. Conf. Phen. Ionized Gases.— Budapest, 1985.— V. 2.
3. Ананин С. И. Динамика излучающих плазменных потоков в газовом магнито-плазменном компрессоре // ТВТ.— 1986.— Т. 24, № 6.
4. Ананин С. И., Минько Л. Я. Численное моделирование компрессионных плазменных потоков, генерируемых газовым магнитоплазменным компрессором при малых (20–100 кА) токах // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.— 1986.— № 5.

В [11] описаны результаты измерений распределения  $n_e$  в том же разрядном устройстве с помощью интерферометра Майкельсона, но для несколько отличного начального давления  $p_0 = 33 \text{ Па}$ . При этих измерениях усреднены по многим разрядам получены карты двумерных распределений  $n_e$  в области компрессии (рис. 8, [11]). Сравнение экспериментально полученных распределений для  $t = 30 \text{ мкс}$  и соответствующих им

5. Ананин С. И., Минько Л. Я. Расчет структуры и параметров излучающих компрессионных плазменных потоков с учетом конфигурации плазмообразующего канала // Физика плазмы.— 1989.— Т. 15, № 8.
6. Ананин С. И., Лепшей Т. А. Численное моделирование динамики компрессионных плазменных потоков методом крупных частиц // ДАН БССР.— 1983.— Т. 27, № 8.
7. Ананин С. И., Лепшей Т. А. Формирование и динамика излучающих плазменных потоков в магнитоплазменном компрессоре.— Минск, 1984.— (Препр./АН БССР, ИФ; № 325).
8. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Т. 8.
9. Савельев В. В. Двумерный расчет течения понизующегося газа в канале ускорителя // Письма в ЖТФ.— 1976.— Т. 2, № 13.
10. Брушлинский К. В., Калугин Г. А., Козлов А. Н. Численное моделирование течения понизующегося газа в канале.— М., 1982.— (Препр./АН СССР, ИМ; № 50).
11. Берков В. И., Виноградова А. К., Ковров П. Е. и др. Оценка параметров плазмы в ускорительном канале и зоне компрессии МПК.— М., 1973.— (Препр./ИАЭ им. И. В. Курчатова; № 2267).
12. Берков В. И., Виноградова А. К., Ковров П. Е. и др. Экспериментальное исследование течения в МПК.— М., 1973.— (Препр./ИАЭ им. И. В. Курчатова; № 2275).
13. Виноградова А. К., Морозов А. И. Стационарные компрессионные течения // Физика и применение плазменных ускорителей.— Минск: Наука и техника, 1974.
14. Берков В. И., Морозов А. И. Параметры плазмы магнитоплазменного компрессора в зоне компрессии // Письма в ЖЭТФ.— 1974.— Т. 19, вып. 1.
15. Минько Л. Я., Асташицкий В. М., Баканович Г. И. и др. Импульсный плазменный ускоритель на основе разрядного устройства магнитоплазменного компрессора компактной геометрии // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.— 1986.— № 2.
16. Минько Л. Я., Ананин С. И., Асташицкий В. М. и др. Экспериментальное исследование и численное моделирование физических процессов в МПК компактной геометрии // Плазменные ускорители и ионные инжекторы.— Днепропетровск: Изд-во ДГУ, 1986.
17. Минько Л. Я., Ананин С. И., Асташицкий В. М. и др. Динамика излучающих компрессионных плазменных потоков // VI Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа».— М., 1987.
18. Брушлинский К. В., Козлов А. Н., Трубочников С. А., Возный В. И. Сравнительный анализ характеристик малого МПК со сплошными электродами // Плазменные ускорители и ионные инжекторы.— Днепропетровск: Изд-во ДГУ, 1986.
19. Арделян Н. В., Космачевский К. В., Козлов Н. П. и др. Численное моделирование и теоретические исследования излучающих плазодинамических разрядов // I Всесоюз. симпозиум по радиационной плазодинамике.— М.: Энергоатомиздат, 1989.
20. Брушлинский К. В. Численное моделирование течений понизующегося газа в каналах // Плазменные ускорители и ионные инжекторы.— М.: Наука, 1984.
21. Брушлинский К. В., Герлах Н. И., Морозов А. И. Двумерное стационарное течение хорошо проводящей плазмы в коаксиальной системе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1966.— № 2.
22. Алексеева Л. М., Соловьев Л. С. Токовые вихри и критические поверхности в магнитогазодинамическом потоке // ПММ.— 1964.— Т. 28.
23. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Т. 8.
24. Виноградова А. К., Ковров П. Е., Морозов А. И. и др. Общая картина течения плазмы в магнитоплазменном компрессоре // ЖТФ.— 1973.— Т. 43, № 12.
25. Гаркуша И. Е., Золотухин А. В., Казаков О. Е. и др. Характер распределения токов в стержневом катоде МПК // Плазменные ускорители и ионные инжекторы.— Днепропетровск: Изд-во ДГУ, 1986.
26. Минько Л. Я., Асташицкий В. М., Костюкевич Е. А. Исследование динамики формирования и распада компрессионного плазменного потока // ТВТ.— 1987.— Т. 25, № 3.
27. Ельяшевич М. А., Романов Г. С., Станкевич Ю. А. Расчет параметров светоразносных плазменных факелов с учетом спектральной зависимости их излучательных характеристик // Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа».— М.: Изд-во МГУ, 1981.— Т. 1.
28. Боровик Ф. Н., Каськова С. И., Романов Г. С. и др. Оптические свойства плазмы висмута // ЖПС.— 1983.— Т. 39, № 6.
29. Конышев В. П., Хрусталева В. В. Уравнение состояния водорода до 10 Мбар // ПМТФ.— 1980.— № 1.
30. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.