

Расчет и анализ электрофизических процессов в мощном импульсном ускорителе плазмы с собственным магнитным полем

© А.М. Жукешов, А.У. Амренова, А.Т. Габдуллина, Ж.М. Молдабеков, Б.М. Усеинов

Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,
050012 Алматы, Казахстан
e-mail: azhukeshov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 6 января 2018 г. В окончательной редакции 17 сентября 2018 г.)

Рассмотрены основные теоретические модели, описывающие различные аспекты формирования и ускорения плазмы в импульсных ускорителях. Экспериментально измерены разрядный ток, магнитное поле, скорость плазменного сгустка при различном начальном давлении газа в камере ускорителя. Рассмотрено соответствие некоторых теоретических моделей ускорения плазмы экспериментальным данным, полученным на коаксиальном ускорителе КПУ-30. Показано, что формирование плазмы в коаксиальном ускорителе зависит от ее плотности, и процесс ускорения различен при давлении выше или ниже некоторого переходного значения плотности порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. При плотности выше этого критического значения ускорение плазмы происходит под действием магнитной силы. В то же время при достаточно низкой плотности плазмы ускорение может происходить за счет внутреннего электрического поля.

DOI: 10.21883/JTF.2019.03.47172.10-18

Введение

Импульсные плазменные ускорители являются одним из тех инструментов, которые не только используются в прикладных задачах, но и сами являются объектом научных исследований. Принцип ускорения плазмы в этих устройствах основан на открытом Ампером законе взаимодействия магнитного поля с током и называется электродинамическим. Основным преимуществом электродинамического метода ускорения плазмы является возможность обойти трудности, связанные с дефокусировкой пучка под действием сил объемного заряда. Квазинейтральность плазмы, в принципе, позволяет получить достаточно большое количество ускоренных частиц в импульсе. Их скорость, как показывают расчеты, может достигать величины порядка 10^6 m/s и более. Термализация направленной энергии таких потоков должна приводить к образованию плазмы с температурой торможения дейтерия $\sim 10 \text{ keV}$. Отсюда становится понятным, что этот метод позволяет получать потоки высокотемпературной плазмы, и, в принципе, его можно использовать для создания термоядерного реактора. Необходимые для термоядерного синтеза параметры пучка плазмы (энергия частиц более 10 keV , плотность 10^{18} cm^{-3}) могут быть реализованы, если энергия накопителя порядка 100 MJ , что пока не достигнуто экспериментально. Однако, учитывая эффект фокусировки плазменного потока, требования к плотности исходного потока плазмы могут быть снижены. Более того, при фокусировке могут реализоваться дополнительные условия для ускорения частиц в особой конфигурации электромагнитных полей.

С экспериментальной стороны работа импульсных плазменных ускорителей достаточно подробно была

исследована в 1960–70 гг. в США и СССР [1–4]. Было показано, что при фиксированной энергии емкостных накопителей для достижения скорости потока $\sim 10^6 \text{ m/s}$ необходимо снижать плотность частиц в потоке. В этих условиях разряд переходил в турбулентное состояние. В то же время в экспериментах по ускорению сгустков относительно большой плотности в ускорителе формировалась компактная плазменная оболочка с малой (10^4 m/s) скоростью. Ее эволюцию можно описывать сравнительно простыми уравнениями [5]. В последние годы интерес к импульсным плазменным ускорителям опять возрос в связи с их технологическими возможностями [6–8]. Более современные исследования плазменных ускорителей связаны с использованием так называемых трансформеров, что позволило перевести их работу в квазистационарный режим [9].

При всех успехах экспериментаторов до сих пор не существует единой теоретической модели, описывающей все многообразие процессов в плазменных ускорителях. Однако в последнее время в связи с развитием лазерных плазменных ускорителей появилась возможность рассматривать ускорение плазмы внутренним электрическим полем. Несомненно, определенную роль это явление играет и в коаксиальных пушках типа пушки Маршала. Поэтому существующие теоретические модели необходимо сравнить с полученными в последнее время экспериментальными данными для разработки более совершенных подходов. Необходимо внимательно рассмотреть динамику формирования плазменных сгустков и провести анализ процесса на предмет возможных механизмов ускорения ионов при воздействии электрического поля.

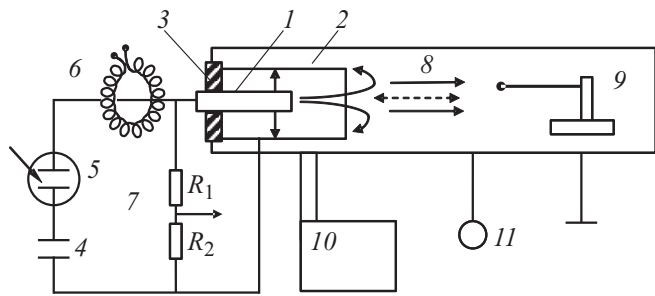


Рис. 1. Схема импульсной плазменной пушки КПУ-30 и методика измерений: 1 — катод, 2 — анод, 3 — изолятор, 4 — конденсаторная батарея, 5 — коммутатор, 6 — пояс Роговского, расположенный на шине катода, 7 — омический делитель, 8 — плазменный сгусток, 9 — магнитный зонд, 10 — вакуумный насос, 11 — манометр.

Экспериментальная установка

В настоящей работе теоретические расчеты сравниваются с экспериментальными данными, полученными в последние несколько лет авторами на коаксиальном ускорителе КПУ-30 [10–13]. Схема установки показана на рис. 1. Электродная система этого ускорителя изготовлена из медных коаксиальных цилиндров 1 и 2, являющихся либо катодом, либо анодом в зависимости от времени разряда. Диаметр внешнего электрода 90 mm, внутреннего — 26 mm, длина внешнего и внутреннего электродов соответственно 450 и 400 mm. Накопительная система ускорителя КПУ-30 — конденсаторная батарея 4 емкостью 69 μF с рабочим напряжением 10–30 kV. Коммутация высокого напряжения проводится с применением управляемого вакуумного разрядника 5. Разрядник представляет собой два круглых массивных стальных диска, разделенных изолятором из оргстекла. Пробой вакуумного промежутка осуществляется при зажигании инициирующего искрового разряда порядка 5 J, для чего по периметру диска установлены три поджигающих электрода. Вакуумная камера ускорителя изготовлена в виде трубы диаметром 16 cm и длиной 105 cm. Для того чтобы исключить турбулентные явления и неравномерность инжекции газа, в ускорителе КПУ-30 применяли режим сплошного заполнения. Перед каждым выстрелом камера откачивалась насосом 10 до предельного остаточного вакуума 10⁻³ Torr, а затем напускался газ (воздух) до рабочего давления. Данный метод позволяет точно контролировать плотность плазмы и, в конечном счете, обеспечивает высокую повторяемость эксперимента. Все эксперименты проводились при фиксированном давлении напускаемого газа 0.05, 0.1, 0.5 и 1 Torr.

Измерение тока проводили поясом Роговского 6, охватывающего шину внутреннего электрода, с количеством витков 2450. Если пояс охватывает *N* токовых шин из

полного их числа *M*, расчетная формула для тока будет

$$I = \frac{2450V_{osc}}{0.5} \frac{M}{N}. \quad (1)$$

С учетом отношения числа проводов 16/7 коэффициент для расчета тока по формуле (1) составил 11 200V_{osc}. Другие пояса меньших размеров с количеством витков 580 использовали для измерения скорости потока внутри камеры ускорителя, устанавливая их на некотором расстоянии друг от друга.

Измерение напряжения проводили с применением омического делителя 7. Для обеспечения коэффициента деления ~ 1 : 10 000 были выбраны номиналы резисторов *R*₁ = 510 kΩ, *R*₂ = 50 Ω. Импульсы напряжения от делителя передавались с помощью экранированных коаксиальных кабелей с согласованными волновыми сопротивлениями к осциллографам. Магнитное поле внутри электродов измерялось с помощью магнитного зонда 9. Все импульсные сигналы регистрировали на цифровом запоминающем осциллографе с полосой пропускания 300 MHz.

Результаты и обсуждение

В любой плазменной установке динамику процессов определяет конфигурация электромагнитных полей. Основные представления о механизмах ускорения плазмы в коаксиальных ускорителях дают блочные модели, которые описывают принципиальные особенности процессов. Простейшей такой моделью является однокомпонентная модель магнитоэлектрического рельсотрона Л.А. Арцимовича [3,4]. В данной модели (рис. 2, *a*) рассматривается контур, состоящий из источника ЭДС ϵ , заставляющего ускоряться плазменную перемычку с током *J* со скоростью *v* при наличии внешнего магнитного поля *H*. Расчеты показывают, что в данной модели плазменная перемычка движется пульсирующим образом со средней скоростью

$$u_E = \frac{c\epsilon}{Hl},$$

совпадающей со скоростью электрического дрейфа, где *c* — скорость света, *l* — расстояние, проходимое перемычкой.

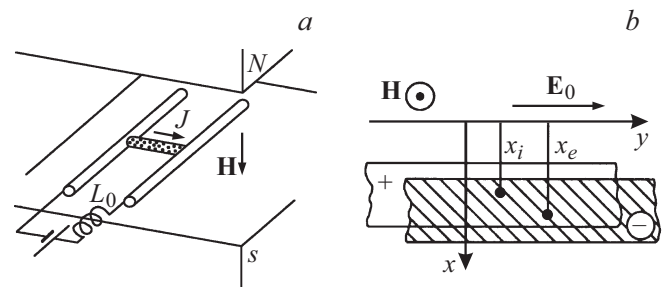


Рис. 2. Схемы рельсотрона (*a*) и двухблочной модели плазменного ускорителя по А.И. Морозову (*b*).

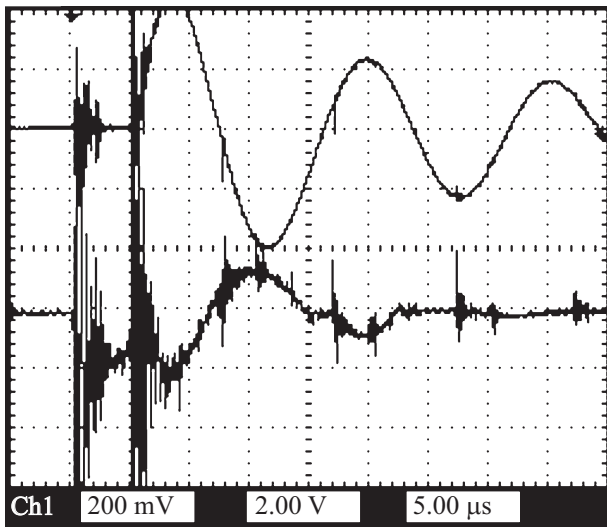


Рис. 3. Осциллограммы тока (112 kA/mark) и напряжения (20 kV/mark) при давлении 0.1 Torr.

Максимальная скорость плазменной перемычки в таком контуре достигается за весьма короткое время после начала движения, которое определяется отношением электрической и магнитной энергии. Если в рассматриваемой цепи учитывать омическое сопротивление плазмы, то колебания будут затухать, и спустя некоторое время перемычка будет двигаться со скоростью u_E . Численные расчеты по данной модели были приведены авторами ранее в [11], где для максимальной скорости были получено значение ~ 96 km/s, которое достигалось через несколько микросекунд после начала ускорения.

Рассмотрим экспериментальные результаты, которые были получены на установке КПУ-30 в сравнении с расчетами по данной теории. На рис. 3 показаны типичные кривые разрядного тока и напряжения на электроде ускорителя при начальном давлении газа в камере ускорителя 0.1–0.05 Torr. Данные по разрядному току и напряжению получены с применением пояса Роговского и чисто омического делителя.

Как видно, ток разряда в ускорителе является периодическим затухающим сигналом. Величина полупериода практически не зависит от начального давления в камере. Период тока увеличивается незначительно на $1\text{--}2\ \mu\text{s}$, амплитуда тока убывает экспоненциально с декрементом $\sim 10^5$. Наличие быстро затухающих колебаний в начале развертки может быть связано с сигналом отражения от концов кабеля, что характерно для таких измерений. Кроме этого, в начале разряда ток увеличивается очень быстро, достигая амплитуды 500 kA в течение времени $3\ \mu\text{s}$. В этом случае скорость нарастания тока будет $1.7 \cdot 10^{11}$ A/s. Разрядный ток практически линейно зависит от напряжения, что свидетельствует об отсутствии явления скольжения тока в результате действия эффекта Холла, характерного для плазменных ускорителей.

Были проведены измерения максимальной скорости плазменных потоков при различном начальном давлении в камере 5, 0.1 и 0.05 Torr. Результаты таковы, что при давлении 5 Torr максимальная скорость составила 3.3 ± 0.3 cm/ μs , при 0.1 Torr — 5.7 ± 0.3 cm/ μs и при 0.05 Torr — 4.8 ± 0.3 cm/ μs . Величины скоростей по порядку величины совпадают с оценкой по электродинамической модели, однако практически не зависят от давления (рис. 4).

Далее рассмотрим картину магнитных полей внутри электродной системы. Осциллограммы от магнитных зондов, полученных при давлении 0.05 Torr без интегрирования и после, представлены на рис. 5 и 6 соответственно. При пониженном давлении 0.05 Torr зонд регистрирует высокочастотные колебания производной

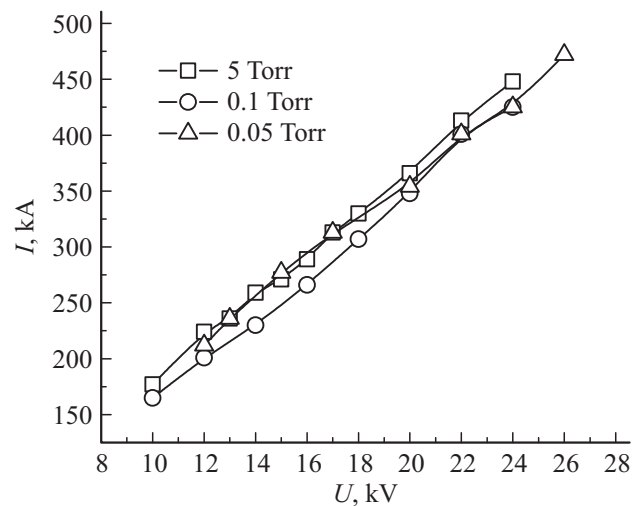


Рис. 4. Зависимость амплитуды разрядного тока от напряжения при различном давлении в камере ускорителя.

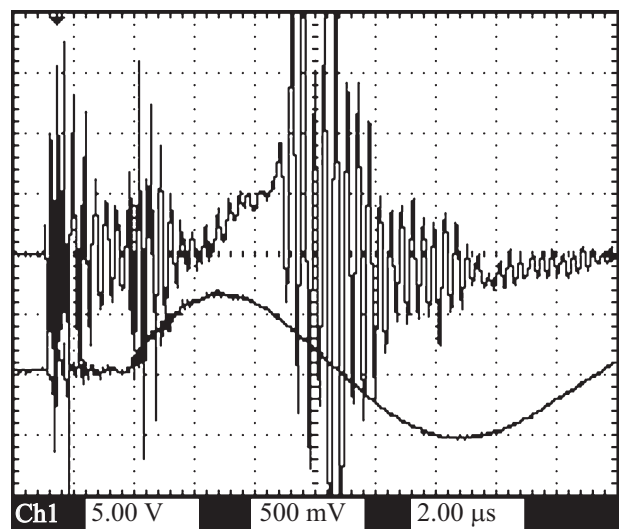


Рис. 5. Осциллограмма производной магнитного поля при давлении 0.05 Torr и разрядного тока (внизу).

магнитного поля, избавиться от которых можно путем подключения интегрирующей цепочки с постоянной $10\text{--}20\ \mu\text{s}$ (рис. 6). В то же время при повышенном давлении (5 Torr) таких колебаний не наблюдалось. В экспериментах была получена серия осциллограмм для определения амплитуды магнитного поля вдоль коаксиальной оси. С помощью магнитных зондов были получены осциллограммы $B_\phi(z)$ для различных положений зонда в середине между коаксиальными электродами на расстояниях от 2 до 40 см от начала внешнего электрода. Разряды производили при одинаковых условиях: напряжении на конденсаторах 20 kV и давлении 0.1 и 1 Torr.

На рис. 7 и 8 показаны амплитуды магнитного поля и средней скорости токового слоя в межэлектродном пространстве при различном расстоянии от торца внешнего электрода. Значения средней скорости определяли по сигналам зонда в соседних точках, расположенных вдоль коаксиальной оси через каждые 2 см. Как видно, характер формирования плазмы при низком начальном давлении существенно отличается от такового при высоком давлении. При высоком давлении магнитное поле медленно пульсирует, а скорость плазмы достигает некоторого значения и не меняется, что в целом согласуется с моделью рельсотрона. Но при давлении 0.1 Torr скорость токового слоя на старте в 3–4 раза выше, чем при 1 Torr. Поэтому, несмотря на то, что амплитуда магнитного поля на выходе из ускорителя меньше при низком давлении, скорость плазмы выше. Это уже никак не согласуется с моделью однокомпонентной плазмы и постоянства скорости дрейфа.

Таким образом, основные значения макроскопических параметров плазмы, такие, как скорость потока, амплитуда разрядного тока и магнитного поля, находятся в согласии с расчетными значениями по однокомпонентной модели. Однако появление осцилляций магнитного

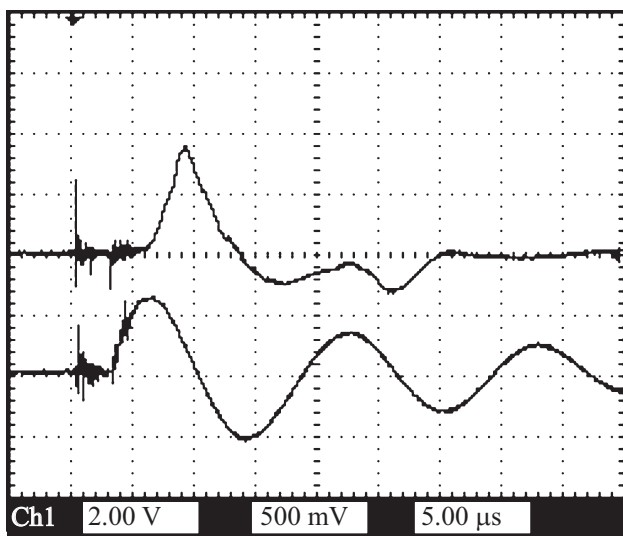


Рис. 6. Осциллограммы магнитного поля и разрядного тока (внизу).

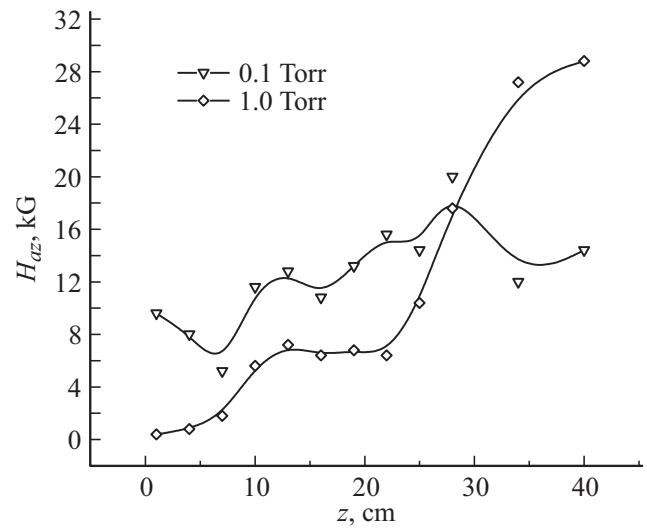


Рис. 7. Зависимость магнитного поля от расстояния в межэлектродном пространстве при давлениях 0.1 и 1 Torr.

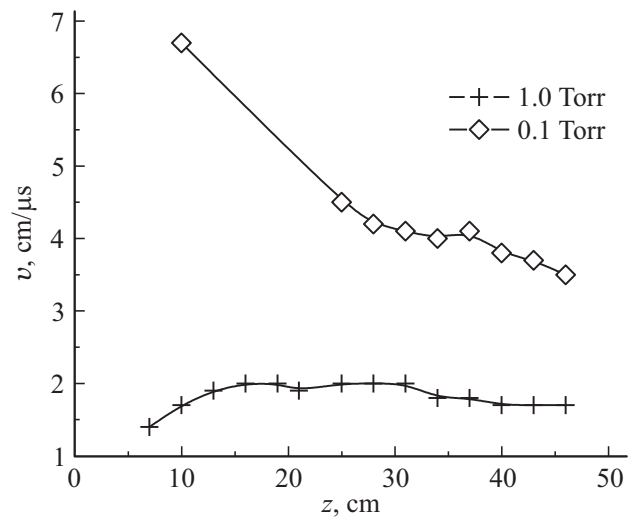


Рис. 8. Зависимость средней скорости от расстояния от торца электрода при давлениях 1 и 0.1 Torr.

поля при понижении давления рабочего газа и резкое повышение скорости потока не могут быть объяснены исходя из этой теории.

В предыдущей модели ускоряемое плазменное образование представлялось как токовая перемычка с неизменной формой. Между тем плазма всегда состоит как минимум из двух компонент, которые движутся согласованно друг с другом. Поэтому следует также рассматривать двухкомпонентную модель, предложенную А.И. Морозовым [14], которая позволяет не только описать плазменную систему в целом, но и выявить принципиальную роль квазинейтральности. Схема двухкомпонентной блочной модели и расположение векторов поля показаны выше на рис. 2, b. Данная схема описыва-

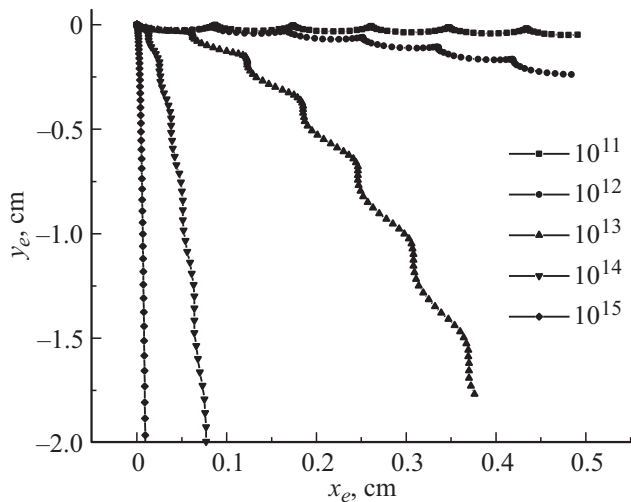


Рис. 9. Траектории электронов при различных концентрациях.

ется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 M \frac{dV_{ix}}{dt} &= eE_x + \frac{e}{c} B_0 V_{iy}; & M \frac{dV_{iy}}{dt} &= eE_0 - \frac{e}{c} B_0 V_{ix}; \\
 m \frac{dv_{ex}}{dt} &= -eE_x - \frac{eB_0}{c} v_{ey}; & m \frac{dv_{ey}}{dt} &= -eE_0 - \frac{eB_0}{c} v_{ex}; \\
 E_x &= 4\pi en_0(x_e - x_i), & & (2)
 \end{aligned}$$

где M, m — масса иона и электрона соответственно, V_i, v_e — скорости движения центров тяжести ионного и электронного блоков.

Система (2) представляет собой проекцию в декартовых координатах силы Лоренца отдельно для ионной и электронной компоненты плазмы. Последним уравнением в (7) учитывается квазинейтральность плазмы. В данной схеме направление x совпадает с аксиальной осью системы, т.е. с направлением движения плазмы. Численное решение данной системы линейных уравнений проводили в среде MathCAD7 с учетом следующих начальных условий: напряжение на разряде 20 kV, величина магнитного поля 2Т, начальная скорость частиц равна нулю. Исследовали зависимость траектории частиц от концентрации n , соответствующему рабочему давлению в диапазоне 0.05–0.5 Торг.

Очевидно, что при очень малой плотности плазмы ($n \rightarrow 0$), т.е. когда не реализуется квазинейтральность, ларморовские радиусы ионов велики, а электронов — малы. Поэтому, учитывая размер межэлектродного пространства (ширина ~ 2 см, длина ~ 40 см), ионы двигаются практически в вертикальном (по y), а электроны в горизонтальном (по x) направлении, и движение частиц происходит фактически независимо. На рис. 9 показаны траектории электронов при различных концентрациях. При концентрации ниже чем 10^{12} см^{-3} движение электронов так же, как и в предыдущем случае, происходит по циклоиде вдоль оси x . Далее с ростом концентрации электроны начинают смещаться вдоль оси y , т.е. создают радиальный ток, и ускорение уже происходит под

действием силы Ампера. Расчеты показывают, что существует порог концентрации порядка 10^{12} см^{-3} , когда ускорение ионов вдоль оси x происходит из-за действия объемного заряда электронов.

Таким образом, в этом случае функцию создания тока в межэлектродном пространстве берут на себя электроны, а ионы являются „чисто инерционным“ компонентом системы. В таком случае флуктуации объемного заряда должны приводить к ленгмюровским колебаниям значительной амплитуды, которые мы наблюдали выше при измерении магнитного поля (рис. 5). Амплитуда колебаний должна возрастать с уменьшением плотности плазмы, вплоть до того момента, когда нарушается квазинейтральность и мы уже не можем говорить о плазме как таковой.

Заключение

Таким образом, рассмотренные теоретические модели вполне удовлетворительно описывают основные аспекты формирования плазмы в импульсных пушках. Однокомпонентная и аналогичная ей электродинамическая модели дают только порядки величин разрядного тока и скорости сгустка на начальной стадии, но не способны учитывать движение плазмы за длительный период. Двухкомпонентная модель правильно описывает основные явления в плазме, но применима лишь для описания отдельных стадий происходящих процессов. В настоящей работе было показано, что формирование плазмы в коаксиальном ускорителе зависит от ее плотности, и процесс ускорения иона при давлении выше или ниже некоторого переходного значения плотности порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При плотности выше этого критического значения в потоке плазмы преобладает радиальный ток электронов. Основной ускоряющей силой является, очевидно, сила Ампера, действующая на радиальный ток. В этом случае скорость потока занижена по причине скольжения тока по аноду, потому что сила магнитного поля на стороне наружного электрода значительна. При плотности ниже критического значения формируется диффузное распределение плазмы, здесь начинаются колебания плотности объемного заряда большой амплитуды, и ускорение плазмы происходит под действием электрического поля объемного заряда электронов. При этом достигается более высокая мгновенная скорость потока, однако может произойти и торможение сгустка при неоптимальной длине центрального электрода.

Полученные результаты позволяют использовать особенность работы плазменного ускорителя в двух различных режимах для решения разных научно-технических задач. Так, если требуется получать плотные сгустки относительно холодной плазмы для заполнения объема и дальнейшего нагревания, например в токамаках, применим режим с высоким давлением. Если же нужно получать поток очень быстрых частиц, например, в технологии распыления материалов, применим режим с

низким исходным давлением в камере. Наконец, режим со сплошным наполнением позволяет получать сгустки с практически идентичными от выстрела к выстрелу параметрами, что очень важно для решения технологических задач.

Работа выполнена при поддержке гранта фундаментальных исследований министерства образования и науки республики Казахстан № BR05236730 „Исследование фундаментальных проблем физики плазмы и плазмодобных сред“.

Список литературы

- [1] *Marshall I.* // Phys. Fluid. 1960. Vol. 3. N 1. P. 34–135.
- [2] *Hart Ph.* // Phys. Fluid. 1962. Vol. 5. N 1. P. 38–47.
- [3] *Плазменные ускорители* / Под ред. Л.А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973. 312 с.
- [4] *Физика и применение плазменных ускорителей.* Минск: Наука и техника, 1974.
- [5] *Tereshin V.I., Bandura F.N., Bovda A.V.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. N 2. P. 831–833.
- [6] *Piekoszewski J.M., Gryzicki J.* // Phys. Stat. Sol. A. 1981. N 67. P. 163–167.
- [7] *Potter D.E.* // Phys. Fluid. 1971. Vol. 14. N 9. P. 1911–1924.
- [8] *Асташинский В.М., Маньковский В.А., Минько Л.Я., Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 1. С. 90–98.
- [9] *Zhukeshov A.M., Baimbetov F.B., Amrenova A.U., Gabdullina A.T.* // J. Engineer. Thermophys. 2007. Vol. 16. N 1. P. 40–43.
- [10] *Baimbetov F.B., Zhukeshov A.M., Amrenova A.U.* // Technical Physics Letters. 2007. Vol. 33. P. 77–79.
- [11] *Zhukeshov A.M.* // Plasma Deices and Operations. 2009. Vol. 17. P. 73–81.
- [12] *Zhukeshov A.* // J. Physics. Conference Series. 2007. Vol. 63. N 012014.
- [13] *Zhukeshov A.M., Amrenova A.U., Gabdullina A.T., Ibraev B.M.* // American J. Phys. Applicat. 2013. Vol. 1. N 1. P. 5–9.
- [14] *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006. Гл. 1. С. 79–80.