

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 537.52

**РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНОДА УПРАВЛЯЕМОГО
ИСКРОВОГО РАЗРЯДНИКА В КАЧЕСТВЕ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА**

**©2024 г. С. Г. Давыдов^а, А. Н. Долгов^а, А. А. Козлов^а, В. О. Ревазов^а,
Р. Х. Якубов^а**

^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики

им. Н.Л. Духова (ВНИИА)

Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22

e-mail: vniia@vniia.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 14.02.2024 г.

Принята к публикации 06.03.2024 г.

Использование одного из электродов малогабаритного вакуумного искрового разрядника в качестве одиночного зонда Ленгмюра позволило, не нарушая условий формирования инициирующего разряда, зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и плазмы, эмиттируемые из системы поджига, и измерить их основные параметры. Обнаружена эмиссия надтепловых электронов и ионов турбулентной плазмы. Методом интегрирования по времени сигнала с зонда подтверждена гипотеза о том, что аномально большой ионный ток насыщения на зонд связан с раскачкой в плазме электростатических колебаний. Обнаружены признаки макроскопического разделения зарядов на переднем фронте плазменного потока. Проведена оценка энергий надтепловых частиц, электронной температуры и плотности эмиттируемой плазмы. Зондовый метод показал себя вполне надежным и продуктивным инструментом для изучения быстропротекающих процессов

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстродействующие малогабаритные вакуумные разрядники находят применение везде, где требуется коммутировать высоковольтные сильноточные цепи, отличающиеся низкой индуктивностью, например, при проведении фундаментальных физических исследований в области экстремальных состояний вещества [1] и для скоростного фотографирования быстропротекающих процессов [2–4]. Соответственно, физические процессы, протекающие в малогабаритном вакуумном разряднике и определяющие его свойства как коммутатора, представляют определенный интерес.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемый в проведенных исследованиях компактный управляемый вакуумный разрядник представляет собой трехэлектродную коаксиальную систему, основными элементами которой являются анод, катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод (рис.1).

Рис. 1. Принципиальная конструкция компактного управляемого вакуумного разрядника (а) и электрическая схема зондовых измерений (б)

Разрядное устройство размещалось в герметичном корпусе (с давлением не более 10^{-3} мм рт. ст.) и подвергалось “тренировке” – с одной стороны, для очистки от сорбированного газа и диэлектрических пленок на поверхности электродов, с другой стороны, для нанесения на боковую поверхность диэлектрической шайбы нанометрического проводящего слоя из материала электродов. Это известная технология, широко применяемая при иницировании высоковольтных вакуумных разрядов, например в разрядах типа “плазменный фокус” [5]. Электроды были выполнены из магниевого сплава, диэлектрическая шайба выполнялась из корунда. Диаметр внутренних цилиндрических электродов составлял $2r = 9$ мм. Внешний электрод в виде полого цилиндра имел внутренний диаметр на $2d = 2$ мм больше, чем диаметр внутреннего электрода. Высота внешнего электрода $h = 8$ мм. Толщина диэлектрической шайбы составляла 1 мм. Все указанные элементы разрядного устройства (кроме анода) поджимались вдоль оси для создания между ними плотного контакта, что контролировалось визуально с помощью оптического микроскопа МБС-9 при 14–100-кратном увеличении.

Для иницирования разряда на поджигающий электрод подается положительный относительно катода (катод заземлен) импульс напряжения амплитудой 3.5 кВ и крутизной $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы, и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод–анод. Амплитуда силы тока поджига составляла 3–4 А при длительности импульса тока около 30 нс. Если скорость нарастания потенциала на поджигающем электроде оказывалась ниже некоторой оптимальной, то разряд в промежутке катод–анод с большой вероятностью развивался не сразу, а при повторных пробоях по поверхности диэлектрика. Таким образом, время задержки между первым пробоем, т.е. стартом процесса коммутации, и началом протекания тока в промежутке катод–анод оказывается довольно значительным, порядка нескольких микросекунд, и, кроме того, это время испытывает большой разброс. В том случае, когда скорость нарастания потенциала оказывается близкой к оптимальной, разряд в промежутке катод–анод развивается после первого пробоя по поверхности диэлектрика. Если

скорость нарастания потенциала на поджигающем электроде оказывается выше оптимальной, то форма импульса тока в коммутируемой разрядником цепи сильно искажается дополнительными пробоями по поверхности диэлектрика. В процессе проведения описанных ниже экспериментов мы использовали режим поджига, т.е. пробоя по диэлектрической поверхности, когда скорость нарастания потенциала поджигающего электрода оказывается близкой к оптимальной.

Процессы в системе поджига оказывают, пожалуй, решающее влияние на надежность срабатывания разрядника и быстроту коммутации промежутка катод–анод. Поэтому физические процессы, протекающие при пробое по поверхности диэлектрика, вызывают особый интерес. Для исследования динамики и измерения параметров корпускулярных потоков, образующихся при пробое по диэлектрической поверхности между катодом и поджигающим электродом, была применена методика электростатического зонда, причем в качестве зонда был использован один из электродов разрядника, а именно анод. Данный выбор позволил нам разместить зонд непосредственно вблизи зоны исследуемого разряда, но в то же время не нарушить особенности конструкции разрядника, что могло бы привести к изменению протекающих при его срабатывании процессов. Электрическая схема зондовых измерений приведена на рис. 1. Синхронно с сигналом с зонда регистрировался ток в цепи поджига. В качестве положительного тока на зонд принимался ток электронов. Потенциал зонда в процессе проведения эксперимента ограничивался как максимальным напряжением на выходе источника в цепи зонда ($U_{\max} = 500$ В), так и напряжением зажигания самостоятельного разряда между поджигающим электродом и зондом ($U_{\text{ign}} \geq 100$ В). Серия осциллограмм сигналов с зонда, снятая для возможно более широкого интервала значений потенциала зонда, позволяла ввиду достаточно хорошей повторяемости сигнала построить набор вольт-амперных характеристик (ВАХ) для различных моментов времени, отсчитываемых от начала протекания тока в цепи поджига (или старта отсчета времени).

Исследователи, использующие в своих работах в качестве средства диагностики нестационарной плазмы зонды Ленгмюра, отмечают, что наличие высокочастотных колебаний в плазме приводит к искажениям ВАХ зонда, причем в первую очередь это касается ионной ветви ВАХ и часто выражается в виде регистрации аномально больших ионных токов насыщения, сравнимых по величине с электронными токами насыщения [6–8]. С целью оценки возможностей достоверной интерпретации ВАХ в условиях описываемых экспериментов было принято решение о проведении на первом этапе регистрации сигналов с зонда с интегрированием по времени. Предполагалось, что интегрирование сигнала снимет его зависимость от наличия турбулентности в плазме. В результате на первом этапе

экспериментов в электрическую схему зондовых измерений была введена интегрирующая емкость $C = 20$ нФ параллельно согласующему сопротивлению $R = 47$ Ом в цепи зонда, через которое протекал ток поступающих на зонд заряженных частиц (характерное время RC-цепочки составляет примерно 1 мкс).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На осциллограммах проинтегрированного сигнала с зонда на фоне непрерывной корпускулярной эмиссии, начинающейся непосредственно с момента инициирования разряда в системе поджига, можно выделить четыре основные группы заряженных частиц.

В течение первых примерно 10 нс после появления тока в цепи поджига сигнал с зонда фиксирует поток электронов, причем вплоть до тормозящего потенциала зонда $\varphi_p = -500$ В. Средний электронный ток за указанный временной интервал составил порядка 0.3 А.

В интервале 10–20 нс после старта сигнал с зонда фиксирует преобладающий поток ионов, который постепенно ослабевает с ростом потенциала зонда, обращаясь в нуль при потенциале зонда $\varphi_p \approx +200$ В. Усредненный по времени ионный ток насыщения достигал порядка 0.4 А.

Третий и четвертый всплески сигнала с зонда соответствуют моментам времени примерно 120 нс и 240 нс после старта. Вид интегральных ВАХ (их можно было бы назвать по аналогии вольт-кулоновскими характеристиками – ВКХ) свидетельствует о преобладающем влиянии на их формирование квазинейтрального плазменного потока. Наличие ступеньки в области электронной ветви означает, что речь идет именно о потоке, который обладает довольно значительной скоростью, по-видимому, существенно превышающей ионно-звуковую скорость [9]. Построение электронной ветви ВКХ в полулогарифмическом масштабе дало следующий результат. Для указанных интервалов времени усредненный электронный ток насыщения, определяемый по излому на электронной ветви [10, 11], составлял в обоих случаях примерно 2 А. Электронная температура, определяемая по наклону электронной ветви ВКХ [10–11], составляла около 10–14 и 3–5 эВ соответственно. Отношение проинтегрированных электронного и ионного токов насыщения для ВКХ равно примерно 150 (рис. 2, 3).

Рис. 2. ВКХ разряда (интегрирование по первым 240 нс после старта).

Рис. 3. Электронная ветвь ВКХ в полулогарифмическом масштабе

На втором этапе экспериментов проводилась регистрация сигнала с зонда без интегрирования во времени. Получены следующие результаты.

Примерно через 2 нс после старта наблюдается поток электронов (рис. 4), параметры которого практически не изменяются в пределах значений потенциала от – 300 до + 300 В. Фиксируемый ток электронов на зонд составлял около 0.1–0.4 А.

Рис. 4. ВАХ, зарегистрированная примерно через 2 нс после старта.

Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов (рис. 5), параметры которого практически остаются неизменными в том же интервале значений потенциала зонда. Фиксируемый ток ионов на зонд составлял около 0.2 – 0.8 А.

Рис. 5. ВАХ, зарегистрированная примерно через 6 нс после старта.

Зарегистрированные в моменты времени 20, 40, 70, 120 и 240 нс после старта ВАХ соответствуют присутствию квазинейтральной плазмы в окрестностях зонда. Типичные ВАХ приведены на рис. 6–9, причем в моменты времени 70, 120 и 240 нс после старта наличие отчетливо наблюдаемой ступеньки на электронной ветви ВАХ говорит о регистрации плазменного потока, движущегося с высокой по сравнению с ионно-звуковой скоростью [9]. В более ранние моменты времени (20 и 40 нс после старта) соответствующая ступенька отсутствует. Ионная ветвь характеристики для каждого из указанных моментов времени демонстрирует аномально большой ионный ток, если сравнивать вид полученной характеристики с видом ВАХ, отвечающей классической теории зонда, и учитывать теоретически ожидаемое в этом случае отношение электронного и ионного токов насыщения

$$\frac{I_{es}}{I_{is}} = \left(\frac{M_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где M_i и m_e – массы иона и электрона соответственно.

Рис. 6. ВАХ, зарегистрированная через 40 нс после старта.

Рис. 7. Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 40 нс после старта

Рис. 8. ВАХ, зарегистрированная через 70 нс после старта.

Рис. 9. Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 70 нс после старта

Построение электронной ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе дало следующий результат. В момент времени 20 нс после старта электронная температура оценивается как 10–25 эВ, электронный ток насыщения на зонд составляет примерно 1 А. В момент времени 40 нс после старта эти величины составляют соответственно около 4 эВ и около 3 А. В моменты времени 70 и 120 нс после старта эти величины имеют следующие значения: 4–6 эВ, около 1

А и не более 2 эВ, около 1.5 А соответственно. Как видим, усредненные и мгновенные значения определяемых электронных температур и токов насыщения не противоречат друг другу.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Оценку концентрации электронов в плазме, окружающей зонд, по-видимому, следует проводить так же, как и в случае плоского зонда в разреженной плазме, используя соотношение для силы электронного тока насыщения

$$I_{es} = en_e \langle V_e \rangle \frac{S_p}{4}, \quad (2)$$

где e – элементарный электрический заряд; n_e – концентрация электронов;

$$V_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

V_e – средняя скорость хаотического движения максвеллизированных электронов; k – постоянная Больцмана; m_e – масса электрона; T_e – электронная температура; $S_p = 2\pi r^2$ – площадь собирающей поверхности зонда (внутренняя поверхность анода в нашем случае, $r = r + d$). В качестве оценки плотности плазмы в моменты времени 20, 40, 70 и 120 нс после старта получим следующие величины: $5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и около $1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ соответственно. Естественно, это усредненные по пространству значения. Регистрируемые сила тока в разряде по поверхности диэлектрика и его продолжительность соответствуют параметрам искрового разряда. Разлет вещества в этих условиях происходит по имеющимся данным примерно изотропно [12]. Оценки показывают, что реальная концентрация заряженных частиц, достигающих зонда, в таком случае вряд ли будет превышать приведенные выше значения более чем на порядок величины.

Радиус Дебая для регистрируемой плазмы с учетом сделанных замечаний и при очевидном условии, что температура ионов не превышает температуру электронов, составит

$$r_D \approx \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 Z n_e} \right)^{1/2} \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ м}, \quad (4)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, Z – средняя кратность ионизации атомарных частиц (можем положить $Z \approx 1$ в нашем случае без особого ущерба для дальнейших рассуждений) [13]. Ширина зазора между внутренним и внешним электродами удовлетворяет условию $d \gg r_D$, из чего следует, что зонд работает в режиме тонкого переходного призондового слоя [9–11],

$$h, r + d \gg r_D, \quad (5)$$

и формула (2) была справедливо выбрана для расчета концентрации электронов в плазме.

Оценим длину свободного пробега электронов в плазме. При рассеянии электронов на ионах длину свободного пробега можно оценить, используя известное приближение для усредненного по максвелловскому распределению сечения кулоновского рассеяния [14]:

$$\lambda \approx \frac{1}{n_e \sigma}, \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{\Lambda}{\pi} \left(\frac{Ze^2}{2\varepsilon_0 m_e V_e^2} \right)^2, \quad (7)$$

где $\Lambda \approx 10$ – кулоновский логарифм. В интервале характерных энергий, регистрируемых для электронов, равных 2–30 эВ, длина свободного пробега составит $\lambda \approx 1-10^2$ м. Не стоит забывать о наличии остаточного газа с концентрацией нейтральных молекул порядка $n_0 \approx 10^{19}$ м⁻³ и сечением рассеяния $\sigma_0 \approx 10^{-19}$ м², что соответствует длине свободного пробега около 1 м. Таким образом, выполняется соотношение

$$\lambda \gg h, r_D, \quad (8)$$

т. е. зонд работает в бесстолкновительном режиме [9–11], следовательно, он вносит в плазму пренебрежимо малые возмущения, и мы с полным правом можем воспользоваться для интерпретации полученных результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для электронной ветви ВАХ.

Временное разрешение ленгмюровского зонда (время установления дебаевской экранировки) можно оценить следующим образом [9]:

$$\tau = \frac{1}{\omega_0}, \quad (9)$$

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где ω_0 – круговая частота ленгмюровских колебаний. В наших условиях $\tau \approx 10^{-10}-10^{-9}$ с. Иной подход предлагает автор работы [15]: в качестве оценки нижнего предела временного разрешения зонда Ленгмюра следует принимать время прохождения ионами переходного слоя. При температуре ионов порядка 2–5 эВ скорость ионов магния составит порядка $6 \cdot 10^3$ м/с, а указанное время прохождения переходного слоя будет иметь порядок $10^{-9}-10^{-8}$ с. Следовательно, мы имеем право проводить зондовые измерения в указанных выше временных рамках, по крайней мере, когда речь идет о плазме. На переднем фронте регистрируемого корпускулярного потока зонд работает как коллектор набегающих заряженных частиц, и нет

необходимости ждать формирования переходного плазменного слоя. Изменение напряжения на емкости в цепи зонда, определяющей его потенциал, в процессе поступления заряженных частиц на зонд при создаваемом частицами токе примерно 1 А за время порядка 10^{-8} с составляет величину около 10^{-2} В, которой вполне можно пренебречь. Вероятное искажение потенциала зонда, обусловленное индуктивностью в цепи зонда примерно 10^{-9} Гн, при изменении тока на зонд порядка 1 А за время около 10^{-9} – 10^{-8} с составит порядка 10^{-1} –1 В и также вряд ли заметным образом отразится на результатах измерений.

Сравнение полученных ВКХ и ВАХ показывает, что ожидаемый эффект от интегрирования сигнала с зонда себя проявил. Действительно, вместо аномальной величины отношения электронного и ионного токов насыщения $I_{es}/I_{is} \approx 1$ было получено отношение соответствующих зарядов (или, другими словами, отношение усредненных за достаточно большой интервал времени электронного и ионного токов насыщения) $q_{es}/q_{is} \approx 150$ –170, которое, правда, не дотягивает до величины, отвечающей разряду в среде паров материала катода – магния ($(M_i/m_e)^{1/2} = 213$). Однако стоит вспомнить, что регистрируемая усредненная концентрация заряженных частиц много меньше концентрации частиц остаточного газа, который как раз и может оказаться основной плазмообразующей средой разряда. Величина отношения $(M_i/m_e)^{1/2}$ для атомарного водорода составляет 43, для азота и кислорода, соответственно, 163 и 173. Таким образом, наблюдаемая при регистрации проинтегрированного сигнала с зонда величина отношения q_{es}/q_{is} может являться некоторым подтверждением предположения о том, что основу среды разряда, по крайней мере, на начальной его стадии создает остаточный газ. Кроме того, эмитируемый из области разряда поток надтепловых электронов осуществляет ионизацию остаточного газа, и образованная таким образом в окрестностях зонда плазма регистрируется зондом. Кстати, в этой ситуации понятно, что сначала зонд должен регистрировать относительно медленно движущуюся плазму (фактически – неподвижную), а только затем спустя некоторое время – поток плазмы, движущейся со сверхзвуковой скоростью. Действительно, концентрацию заряженных частиц, полученных путем ионизации остаточного газа потоком надтепловых электронов, можно оценить следующим образом:

$$n \approx n_0 \sigma_0 d \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}. \quad (11)$$

Результат, как видим, близок к регистрируемым величинам. Количество необходимых для этого надтепловых электронов оценим по верхнему пределу:

$$N_e \approx 2\pi r d h n \approx 2 \cdot 10^9. \quad (12)$$

Количество имеющихся надтепловых электронов по результатам зондовых измерений можно оценить величиной порядка 10^{10} частиц.

Наблюдаемое приближение характера зависимостей к теоретически ожидаемому для разреженной нетурбулентной плазмы при переходе от ВАХ к ВКХ (которую можно рассматривать в качестве усредненной по времени характеристики) свидетельствует в пользу сделанного предположения о том, что аномально большие ионные токи, регистрируемые при снятии ВАХ, в нашем случае обязаны своим появлением раскачке колебаний в исследуемой плазме.

Фиксируемые токи на зонд при получении ВАХ соответствуют средним значениям, получаемым при обработке ВКХ. Следовательно, заметного искажения электронной ветви и переходной области характеристики зонда не происходило.

Итак, проведенные зондовые исследования позволяют реконструировать следующую картину корпускулярной эмиссии из области пробоя по поверхности диэлектрика. Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига на расстоянии 1 мм в радиальном направлении от области пробоя фиксируется появление потока электронов с энергиями более 500 эВ. Поток электронов наблюдается примерно до момента времени 10 нс после старта. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов с энергиями более 300 эВ. Ионный ток достигает примерно той же величины, что и ток электронов. С течением времени энергия ионов падает, и к моменту времени 30–40 нс после старта функция распределения ионов по энергиям охватывает интервал от 40 до 200 эВ. Таким образом, мы наблюдаем, по-видимому, сначала эмиссию электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде, а затем происходит эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля эмитированных электронов.

Примерно с момента времени 20 нс после старта ВАХ зонда приобретает вид, характерный для потока плазмы, сначала распространяющегося со скоростью порядка или меньше скорости ионного звука (отсутствует ступенька на электронной ветви ВАХ), а затем с момента времени примерно 70 нс после старта со скоростью, значительно превышающего скорость ионного звука (присутствует весьма заметная ступенька на электронной ветви ВАХ) [9]. Оценка скорости плазменного потока, исходящая из длины промежутка между областью разряда и зондом, и времени достижения плазмой поверхности зонда с учетом того, что плазма ускоряется непосредственно с момента начала искрового разряда по поверхности диэлектрика, т.е. с момента возникновения центров взрывной электронной эмиссии, дает величину примерно $1.4 \cdot 10^4$ м/с [12]. Полученная таким образом величина скорости переднего фронта катодного факела заставляет предположить, что она является результатом реализации процесса амбиполярной диффузии плазмы в вакуум. В пользу данного предположения

свидетельствует характер изменения со временем регистрируемого плавающего потенциала зонда. Вначале при регистрации потока плазмы он всегда оказывается отрицательным, затем он стремится к нулю. Это может свидетельствовать о пространственном разделении зарядов в плазме, причем на переднем фронте, по-видимому, преобладает заряд электронов.

Нельзя исключить и того, что достаточно позднее формирование сверхзвукового плазменного потока, не связанного с эмитируемыми электронами, обусловлено газокINETическим ускорением в области разряда у поверхности диэлектрика в результате разогрева плазмы в разряде. В пользу данного предположения говорит значительная длительность существования сверхзвукового потока плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования искрового пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме была использована методика одиночного электростатического зонда Ленгмюра. Амплитуда силы тока в разряде составляла 3–4 А при длительности импульса тока около 30 нс.

Зонд представлял собой полый цилиндр, окружающий область разряда и размещенный на расстоянии примерно 1 мм от места пробоя по поверхности диэлектрика. Выбранная диагностическая методика позволила зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и турбулентной плазмы из области разряда и измерить их основные параметры. При этом оказалось, что эта методика вполне надежна и продуктивна для изучения быстропротекающих процессов.

Зарегистрированные в наших экспериментах ВАХ имеют одну и ту же отличительную черту – аномально большой ионный ток насыщения и большие флуктуации этого тока. Искажение ВАХ зонда авторы связывают с раскачкой в плазме электростатических колебаний. С целью скомпенсировать влияние колебаний и одновременно получить подтверждение данной гипотезы был применен метод временного интегрирования сигнала с зонда.

Общая картина наблюдавшихся процессов непротиворечива и выглядит следующим образом. Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига фиксируется распространение из области пробоя потока электронов с энергиями более 500 эВ, сила тока которых составляет порядка 0.3 А. Поток электронов наблюдается примерно до момента времени 10 нс после старта. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Примерно через 6 нс после старта наблюдается поток ионов с энергиями более 300 эВ. Ионный ток может достигать примерно той же величины (порядка 0.4 А), что и ток электронов. С течением времени энергия ионов падает, и к моменту времени 30–40 нс после старта функция распределения ионов по энергиям

охватывает интервал от 40 до 200 эВ. Таким образом, мы сначала наблюдаем, по-видимому, эмиссию электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде, а затем происходит эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля эмиттированных электронов. Примерно с момента времени 20 нс после старта корпускулярный поток преобразуется в поток плазмы, распространяющийся с околосвуковой скоростью (затем с момента времени примерно 70 нс после старта скорость этого потока плазмы значительно превышает скорость ионного звука). Наблюдается падение электронной температуры с 10–25 эВ до величин не более 2 эВ в течение интервала времени 120 нс после старта. Что касается электронной концентрации, то сначала происходит всплеск (около 40 нс после старта), а затем также монотонное падение, что вполне согласуется с продолжительностью протекания тока в системе поджига.

Наблюдается достаточно позднее формирование сверхзвукового плазменного потока, не связанное с эмитируемыми из плазмы катодного факела электронами. Вероятно, оно может быть обусловлено как газокинетическим ускорением в области разряда у поверхности диэлектрика в результате разогрева плазмы в разряде, так и процессом амбиполярной диффузии плазмы в вакуум.

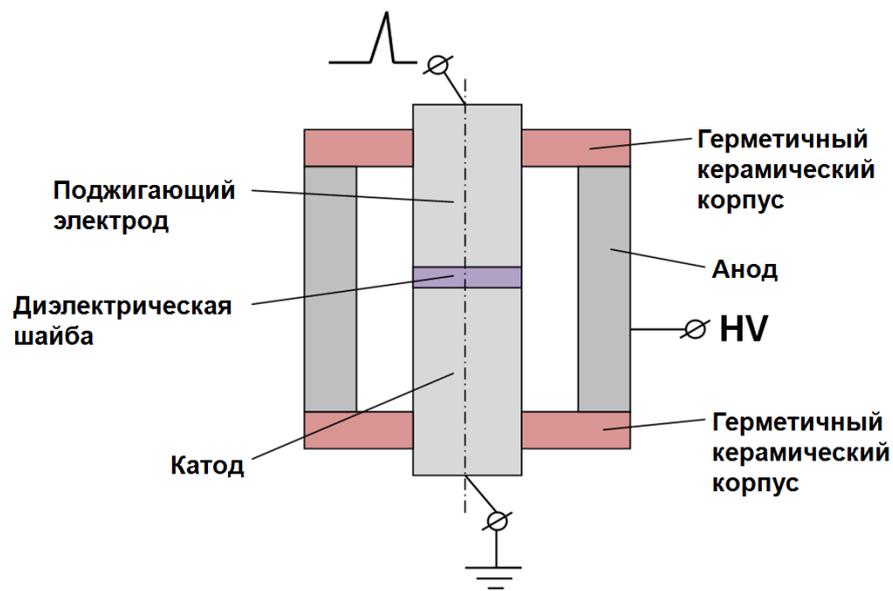
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baginski T.A., Thomas K.A.* // IEEE Trans. Power Elec. 2009. V. 24. № 1. P. 253.
<https://doi.org/10.1109/TPEL.2008.2005411>
2. *Coaker B.M., Xu N.S., Jones F.J., Latham R.V.* // IEEE Trans. Diel. Elec. Ins. 1995. V. 2. № 2. P. 210. <https://doi.org/10.1109/94.388242>
3. *Асюнин В.И., Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Пшеничный А.А., Якубов Р.Х.* // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 605.
4. *Асюнин В.И., Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Пшеничный А.А., Якубов Р.Х.* // ПТЭ. 2015. № 1. С. 70. <https://doi.org/10.7868/S0032816215010140>
5. *Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И.* // Итоги науки и техники. Серия: Физика плазмы. 1981. Т. 2. С. 80.
6. *Ji H., Toyama H., Yamagishi K., Shinohara S., Fujisawa A., Miyamoto K.* // Rev. Sci. Instrum. 1991. V. 62. № 10. P. 2326. <https://doi.org/10.1063/1.1142294>
7. *Schubert M.R., Endler M., Thomsen H.* // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 053505. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2740785>

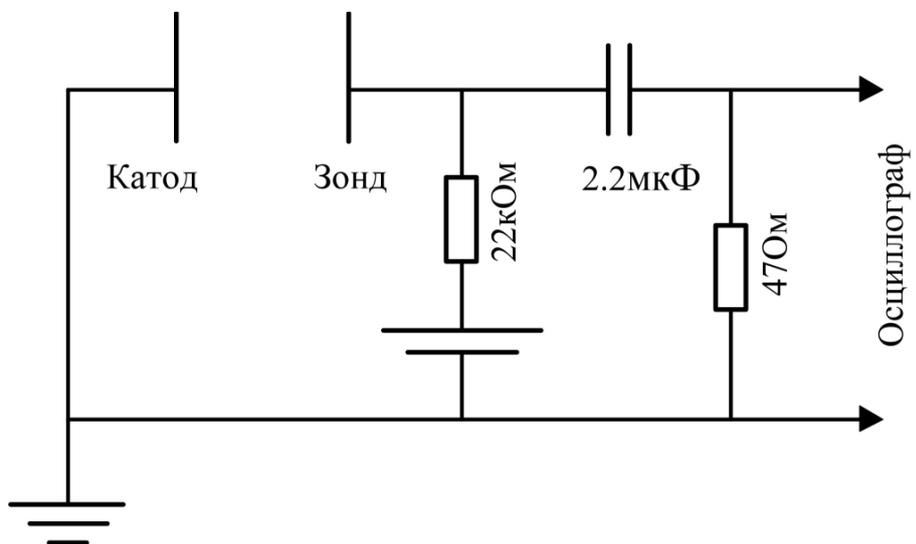
8. *Лебо А.И., Лебо И.Г.* // Материалы Международной научно-технической конференции INTERMATIC–2013. М.: МИРЭА. часть 1. С. 173.
9. *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. Москва: Атомиздат, 1969.
10. *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. LXXXI. № 3. С. 409.
11. *Ершов А.П.* Метод электрических зондов Ленгмюра. Москва: Физический факультет МГУ, 2007.
12. *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. Москва: Наука. 2000.
13. *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физике плазмы. Москва: Атомиздат, 1968.
14. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. Москва: МИФИ, 2007.
15. Plasma diagnostics / Ed. by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Pub. Co., 1968.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Принципиальная конструкция компактного управляемого вакуумного разрядника (а) и электрическая схема зондовых измерений (б)
- Рис. 2.** ВКХ разряда (интегрирование по первым 240 нс после старта). Выделена “ступенька” на графике.
- Рис. 3.** Электронная ветвь ВКХ в полулогарифмическом масштабе (интегрирование по первым 240 нс после старта).
- Рис. 4.** ВАХ, зарегистрированная примерно через 2 нс после старта.
- Рис. 5.** ВАХ, зарегистрированная примерно через 6 нс после старта.
- Рис. 6.** ВАХ, зарегистрированная через 40 нс после старта.
- Рис. 7.** Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 40 нс после старта, в полулогарифмическом масштабе.
- Рис. 8.** ВАХ, зарегистрированная через 70 нс после старта.
- Рис. 9.** Электронная ветвь ВАХ, зарегистрированной через 70 нс после старта, в полулогарифмическом масштабе.



(a)



(б)

Рис. 1

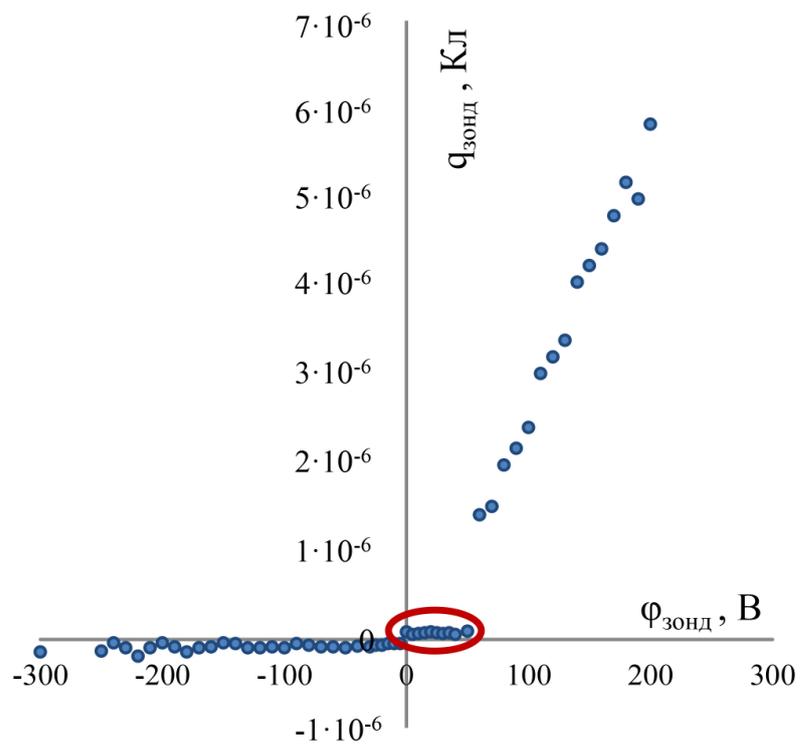


Рис. 2

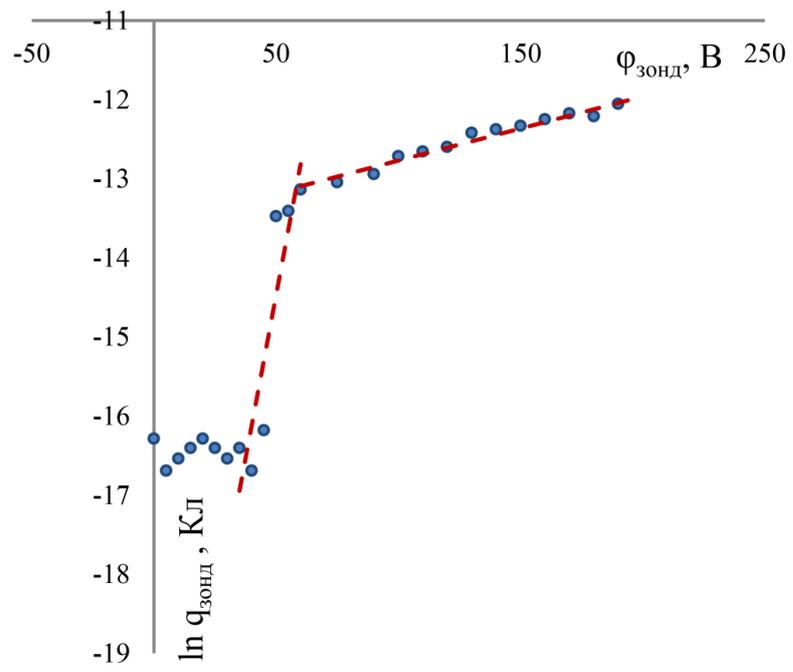


Рис. 3

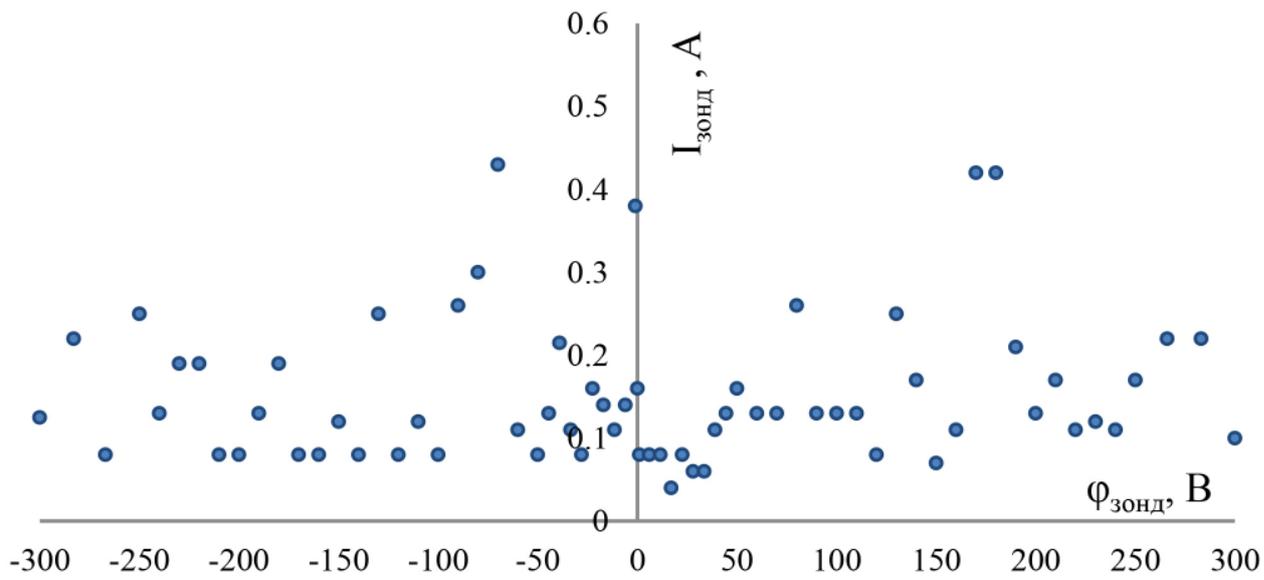


Рис. 4

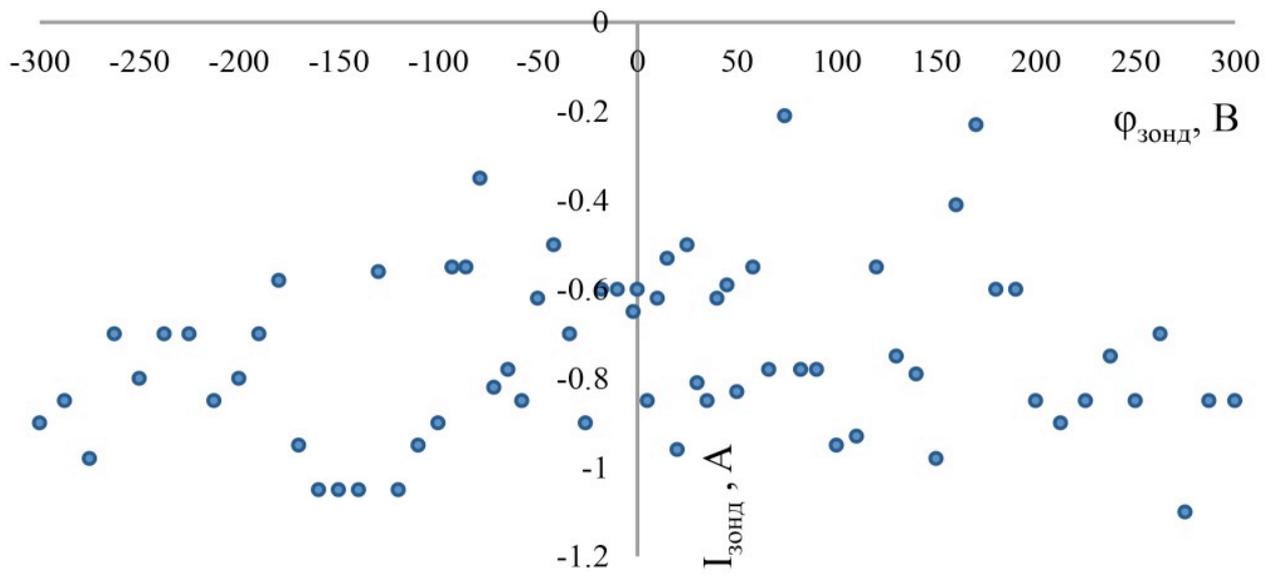


Рис. 5

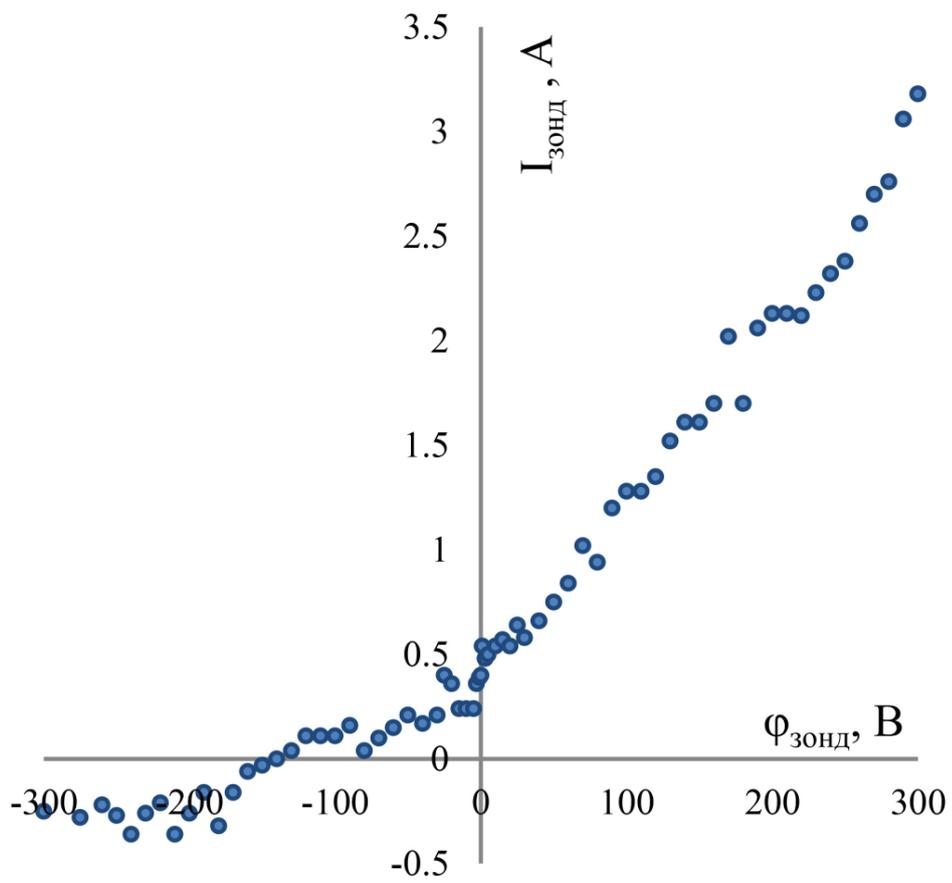


Рис. 6

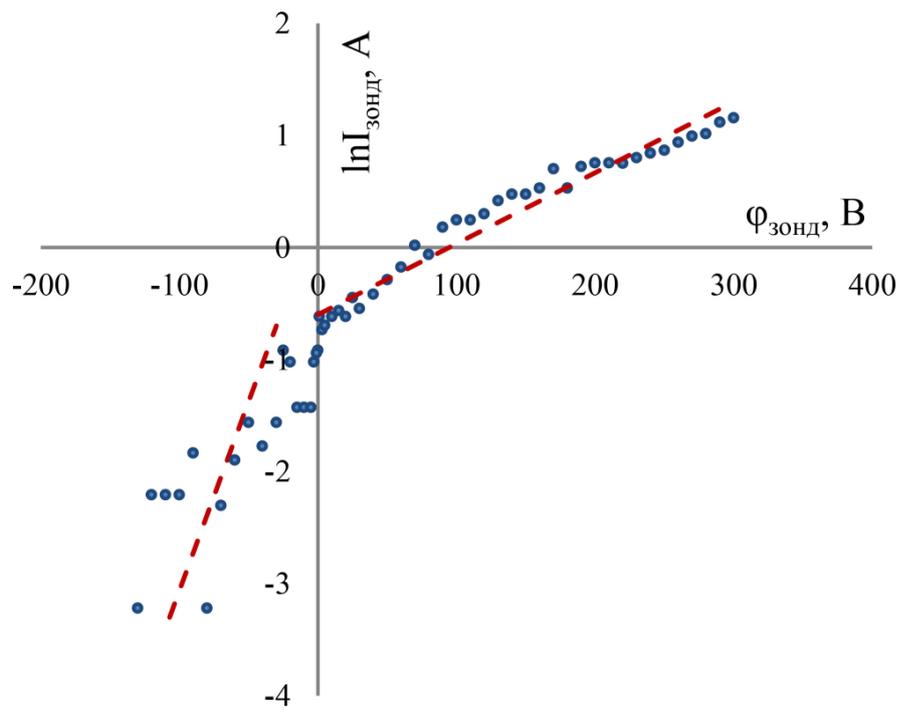


Рис. 7

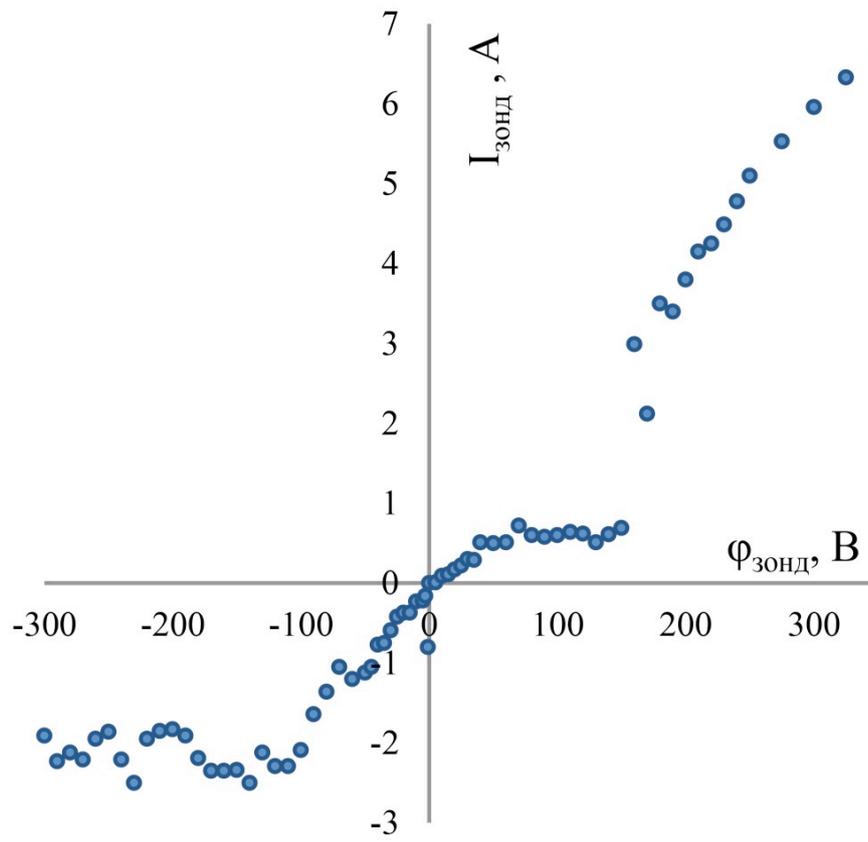


Рис. 8

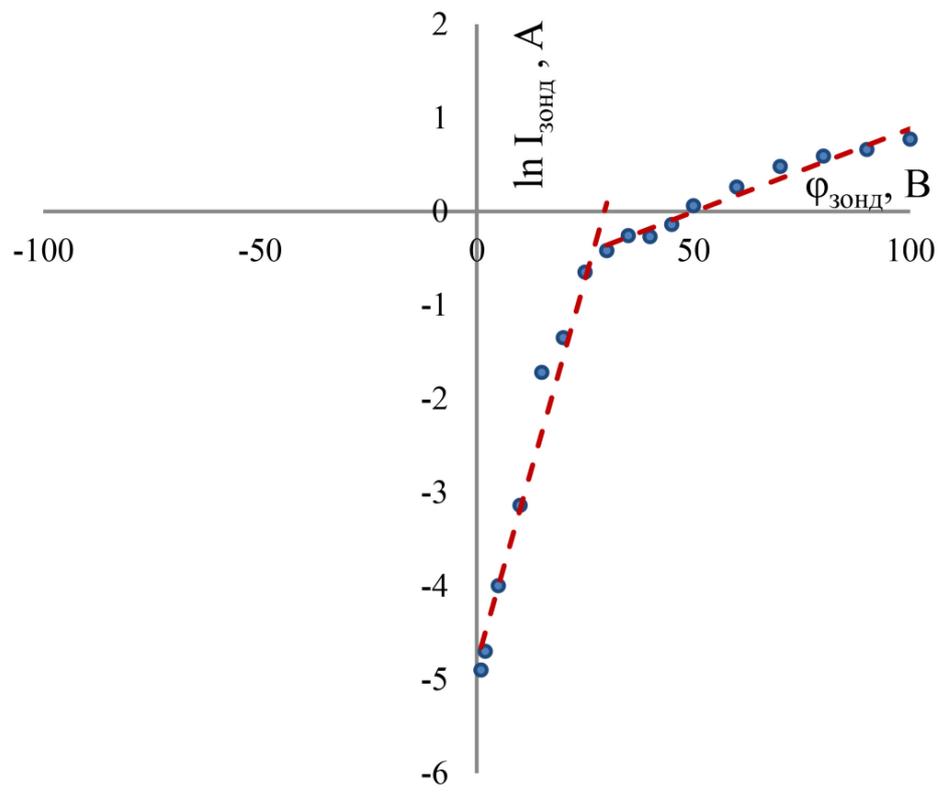


Рис. 9

Для связи с авторами:

Давыдов Сергей Геннадьевич

E-mail: sg.davydov@mail.ru

E-mail: vniiia@vniiia.ru

Долгов Александр Николаевич

E-mail: alnikdolgov@mail.ru

~~Для переводчика:~~

~~The use of one of the electrodes of a small-sized vacuum spark gap as a single Langmuir probe made it possible, without violating the conditions for the formation of the initiating discharge, to record with high time resolution the flows of charged particles and plasma emitted from the starting system and to measure their main parameters. Emission of suprathermal electrons and ions, turbulent plasma was detected. The method of time integration of the signal from the probe confirmed the hypothesis that the anomalously large ion saturation current to the probe is associated with buildup of electrostatic oscillations in the plasma. Signs of macroscopic charge separation at the leading edge of the plasma flow were discovered. The energies of suprathermal particles, the electron temperature, and the density of the emitted plasma were estimated. The probe method has proven to be a completely reliable and productive tool for studying fast processes.~~