

04

Определение параметров плазмы с помощью зондирующего импульса магнитного поля

© А.Г. Русских¹, В.И. Орешкин^{1,2}, А.С. Жигалин¹, Г.Ю. Юшков¹

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

² Томский политехнический университет, Томск

E-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2015 г.

Представлена экспериментальная методика определения электрической проводимости и температуры плазмы, основанная на сравнении сигналов, создаваемых импульсным магнитным полем в цепях двух зондов, один из которых расположен в объеме исследуемой плазмы, а другой — вне плазмы. Экспериментальная проверка предложенной методики измерений параметров плазмы осуществлена на примере определения проводимости и температуры плазменного потока, формируемого в катодных пятнах сильноточной импульсной вакуумной дуги с катодом из магния.

Методика определения параметров плазмы, основанная на взаимодействии исследуемой плазмы с импульсным магнитным полем, может быть рассмотрена на примере экспериментальной системы, схематически представленной на рис. 1. Суть методики состоит в сравнении сигналов, наводимых в цепях двух одновитковых зондов (петель) 1 и 2 [1,2] импульсным магнитным полем. Магнитное поле создается тестовым током $I_{test}(t)$ в витке проводника 3, охватывающего диэлектрическую вакуумную камеру 4 внешним диаметром 2.5 см, заполненную плазмой 5. Разница в показаниях сигналов зондов, реги-

стрирующих изменение производной напряженности магнитного поля, определяется тем, что зонд 1 расположен в исследуемой плазме, а зонд 2 находится снаружи и его сигнал используется как эталонный. Влияние плазмы на распространение в ней импульсного магнитного поля обусловлено возникновением в ней вихревых индуцированных токов. Поскольку диффузия магнитного поля в плазму происходит с конечной скоростью, то при достаточно коротких импульсах тока $I_{test}(t)$, создающего это поле, должно наблюдаться как уменьшение амплитуды напряжения V_1 на зонде 1 по сравнению с эталонным сигналом V_2 зонда 2, так и их временной сдвиг относительно друг друга. Степень уменьшения амплитуды и величину временного смещения сигнала V_1 можно оценить из решения системы уравнений Максвелла.

Рассмотрим одномерный цилиндрический случай, в котором магнитное поле имеет только одну составляющую вдоль оси системы H_z , а наводимое им электрическое поле соответственно имеет только азимутальную составляющую E_ϕ . Тогда система уравнений Максвелла, записанных в квазистационарном приближении, т.е. без учета токов смещения, будет иметь вид [3]:

$$E_\phi = \frac{1}{4\pi\sigma} \frac{\partial H_z}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(E_\phi r)}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (2)$$

$$E_\phi = j_\phi / \sigma, \quad (3)$$

где j_ϕ — плотность вихревых токов, c — скорость света в вакууме, σ — проводимость плазмы. Граничные условия для системы уравнений (1)–(3) можно определить как: при $r = 0$ — $E_\phi = 0$; при $r = R_{test}$ (радиус тестового токового витка) — $H(r = R_{test}, t) = H_{test}(t) = f(t)$. Функция $f(t)$ определяется формой импульса тестового тока $I_{test}(t)$, значение которого должно быть достаточно малым, чтобы вихревые токи не влияли на параметры плазмы. При выполнении этого условия система уравнений (1)–(3) содержит два параметра: R_{test} и σ . Параметр R_{test} определяется конфигурацией системы, а параметр σ (проводимость плазмы, окружающей зонд 1) является априори неизвестной, искомой величиной. Решая численно систему уравнений (1)–(3) при заданной функции $f(t)$ можно рассчитать степень уменьшения амплитуды и величину временного сдвига сигнала V_1 относительно эталонного сигнала V_2 .

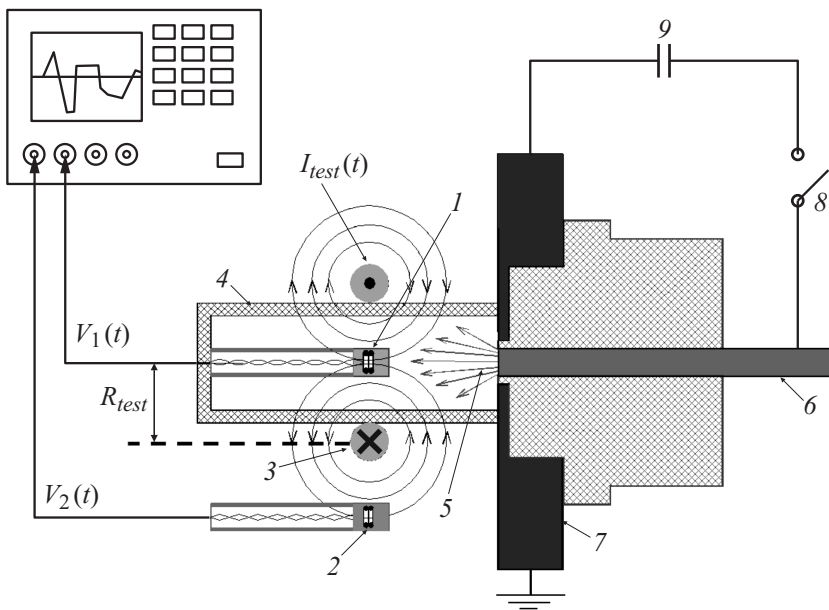


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — зонд в плазме разряда, 2 — эталонный зонд, 3 — виток проводника, создающего зондирующий импульс магнитного поля, 4 — диэлектрическая вакуумная камера, 5 — плазма вакуумного дугового разряда, 6 — магниевый катод, 7 — анод, 8 — коммутатор импульса тока разряда, 9 — конденсатор.

На рис. 2, а приведены результаты численных расчетов нормированного значения магнитного поля при $r=0$ ($h_{calc} = H_{Z,calc}(r=0, t) / H_{test}^{max}$, где H_{test}^{max} — максимальное значение напряженности магнитного поля), проведенных при различной проводимости плазмы. В расчетах использовалась функция $f(t)$, пропорциональная измеренной временной зависимости тестового тока. Как следует из расчетных зависимостей, представленных на рис. 2, а, при росте проводимости плазмы, окружающей зонд, в эксперименте должно наблюдаться уменьшение амплитуды импульса магнитного поля и смещение во времени его максимального значения.

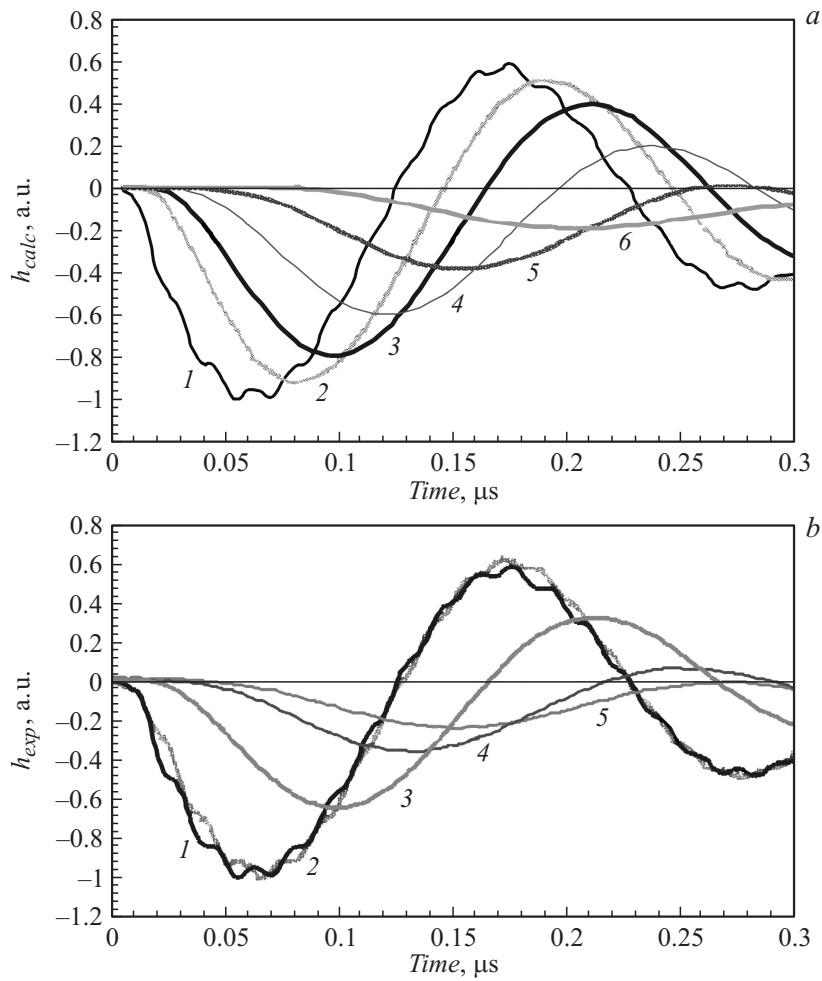


Рис. 2. *a* — расчетные зависимости нормированного значения магнитного поля h_{calc} для различной проводимости плазмы σ : 1 — без плазмы, 2 — $\sigma = 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 3 — $\sigma = 2 \cdot 10^4$, 4 — $\sigma = 4 \cdot 10^4$, 5 — $\sigma = 8 \cdot 10^4$, 6 — $\sigma = 1.6 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. *b* — экспериментальные зависимости нормированного значения магнитного поля h_{exp} : 1 — эталонный сигнал зонда 2; 2 — сигнал зонда 1 без плазмы. Сигналы зонда 1, полученные в различные моменты времени t_{delay} после инициирования разряда: 3 — 17.1, 4 — 11.1, 5 — 2.3 μs .

В эксперименте поток плазмы 5 создавался в катодных пятнах, функционирующих на торце магниевого катода 6, при горении вакуумной дуги между ним и заземленным анодом 7 (рис. 1). Ток вакуумного дугового разряда достигал максимального значения в 70 кА на девятой микросекунде после замыкания коммутатора 8 при разряде конденсатора 9 емкостью 20 мкФ, заряженного до напряжения 20 кВ. Максимальная концентрация плазмы в области зонда 1 достигалась через промежуток времени 1–2 мкс после максимума тока разряда. Величина временного промежутка определяется скоростью ионов, эмитированных катодными пятнами [4–6], и расстоянием до зонда 1.

Отметим, что ранее подобная система из нескольких дуговых разрядов использовалась авторами для создания в диоде сильноточного импульсного генератора плазменных цилиндрических оболочек [7–10]. В свою очередь, эти плазменные оболочки ускорялись импульсами тока с амплитудой до 500 кА в геометрии Z-пинча, в результате чего формировался плазменный столб с температурой в сотни электронвольт.

Тестовый ток $I_{test}(t)$ формировался при разряде конденсатора с запасенной энергией 50 мДж через одиночный токовый виток 3, а длительность его импульса составляла 65 пс. Поскольку энергия тестового сигнала была на несколько порядков меньше энергии в вакуумном дуговом разряде, то он не оказывал существенного влияния на параметры исследуемой плазмы. Полученные экспериментальные зависимости напряжений зондов $V_1(t)$ и $V_2(t)$ интегрировались по времени, и, таким образом, определялись напряженности магнитного поля в местах расположения зондов. Измерения проводились в различные моменты времени t_{delay} относительно начала протекания тока разряда. На рис. 2, б представлены экспериментальные зависимости нормированного значения магнитного поля $h_{exp} = H_{Z,exp}(0, t)/H_{test}^{max}$, вид которых согласуется с расчетными зависимостями, приведенными на рис. 2, а.

Для определения параметров плазмы были найдены две расчетные зависимости проводимости плазмы: первая — из уменьшения амплитуды сигнала V_1 относительно сигнала V_2 , а вторая — из временного сдвига этих сигналов относительно друг друга. Поскольку значения проводимости плазмы, полученные из этих расчетных зависимостей, незначительно различались, величина проводимости плазмы определялась в результате усреднения этих двух значений. Зависимость проводимости плазмы от времени t_{delay} после момента инициирования разряда представлена на рис. 3.

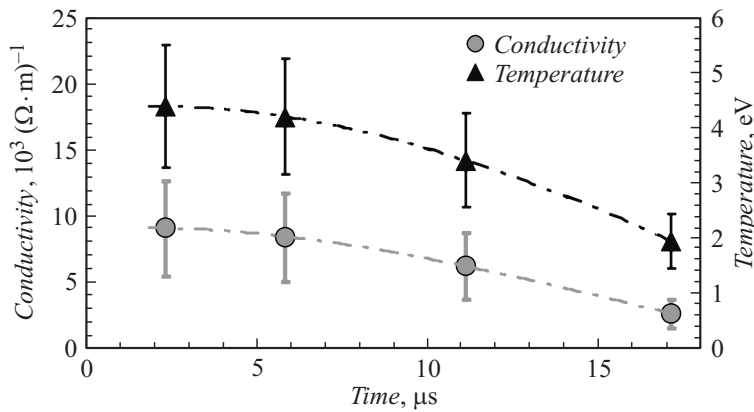


Рис. 3. Временная зависимость проводимости и температуры плазмы вакуумного дугового разряда с магниевым катодом.

Температура плазмы определялась в предположении спитцеровской проводимости [11] как

$$T = 1.4 \cdot 10^{-3} (\sigma \cdot \bar{Z} \cdot \ln \Lambda)^{2/3} \text{ eV}, \quad (4)$$

где \bar{Z} — средний заряд ионов, $\ln \Lambda = 10$ — кулоновский логарифм. В реализованном в эксперименте случае в потоке плазмы, эмитируемой катодными пятнами, присутствовали преимущественно двухзарядные ионы магния [4,5]. Это обусловлено наличием значительной разницы потенциалов ионизации одно- и двухзарядных ионов магния (15.0 и 80.1 eV соответственно [6]). Поэтому в широком диапазоне температур для „магниевого“ плазмы $\bar{Z} = 2$. Зависимость температуры плазмы от времени t_{delay} после момента инициирования разряда также представлена на рис. 3.

Представленная в данной работе методика определения электрической проводимости и температуры плазмы, основанная на сравнении сигналов, наводимых импульсным магнитным полем в цепях двух зондов, один из которых помещен в плазму, а другой вынесен из нее, показала хорошее соответствие полученных результатов с независимыми измерениями параметров плазменной струи вакуумного дугового разряда [4]. Таким образом, данный подход может быть использован для достоверного определения таких параметров плазмы, как проводимость и температура.

Список литературы

- [1] *Wagoner T.C., Stygar W.A., Ives H.C.* // Physical Review Special Topics — Accelerators and Beams. 2008. V. 11. Article Number: 100401.
- [2] *Лабецкий А.Ю., Кокиенев В.А., Курмаев Н.Е.* и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 257–268.
- [3] *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1978. 614 с.
- [4] *Юшков Г.Ю.* Источники широкоапертурных пучков ионов газов и металлов на основе дугового и тлеющего разрядов при пониженном давлении: Дис. . . . доктора технических наук. Томск, 2001.
- [5] *Бугаев А.С., Гушенец В.И., Николаев А.Г.* и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 9. С. 37–43.
- [6] *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [7] *Русских А.Г., Шишлов А.В., Жигалин А.С.* и др. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 11. С. 73–81.
- [8] *Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I.* et al. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. Article Number: 092707.
- [9] *Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I.* et al. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. Iss. 5. Article Number: 052701.
- [10] *Жигалин А.С., Русских А.Г., Бакут Р.Б.* и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 11. С. 86–92.
- [11] *Брагинский С.И.* // ВТП. В. 1. С. 183–272.