

Электронная температура плазмы в источнике кальциевой плазмы на основе ЭЦР-разряда в парах

© Н.М. Горшунов,^{1,2} Е.П. Потанин^{1,2}

¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Центр фундаментальных исследований, 123182 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, 115409 Москва, Россия
e-mail: potanin_ep@nrcki.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2013 г. В окончательной редакции 26 июня 2014 г.)

Предложена методика оценки электронной температуры плазмы в источнике на основе ЭЦР-разряда. Расчеты проведены для кальциевой плазмы применительно к процессу разделения изотопов методом ИЦР. Линейно-поляризованное излучение гиротрона заведено со стороны сильного поля. Предполагается, что условие резонанса в случае необыкновенной волны реализуется для малой доли резонансных электронов, движущихся навстречу волне. На основе предположения о малости степени ионизации среды выполнены расчеты продольной электронной температуры плазмы и оценки концентрации резонансных и нерезонансных электронов.

Введение

Важнейшим и наиболее сложным узлом любой ИЦР-разделительной установки является источник низкотемпературной плазмы. Один из способов создания интенсивных потоков металлической плазмы большого сечения состоит в ионизации рабочего вещества в ЭЦР-разряде [1–4]. При этом пары металла ионизируются электронами, нагретыми СВЧ-излучением. В работе [5] выполнены оценки поперечной энергии и плотности электронов в ЭЦР-источнике кальциевой низкотемпературной плазмы в случае, когда зона резонанса располагается в области спада основного магнитного поля ИЦР-установки. В [6] предложена модель расчета источника на основе предположения о наличии в разряде двух групп „горячих“ и „холодных“ электронов с сильно различающимися концентрациями. При этом, считая продольную температуру электронов известной из экспериментальных данных для ЭЦР-источников с близкими параметрами, авторы работы [6] оценили долю мощности β , теряемой на излучение в разряде. В настоящей работе на основе решения уравнений неразрывности для электронов, а также законов сохранения энергии для „горячей“ электронной компоненты и для всего разряда в целом рассчитываются характеристики плазмы в ЭЦР-источнике. Особенность проведенного анализа заключается в том, что при проведении расчета не делается никаких предположений о величине продольной температуры электронов $T_{e\parallel}$. Эта величина рассчитывается одновременно с числовой плотностью резонансных n_e^{res} и нерезонансных n_e электронов.

Общая схема ИЦР-установки подробно описана в [7,8]. В торцевой зоне ослабленного магнитного поля разделительного устройства располагается источник плазмы. Термически испаренный Са вводится в область возрастающего магнитного поля, куда с помощью специаль-

ного волноводного тракта направляется СВЧ-излучение. В дальнейшем плазма поступает в область однородного магнитного поля (ИЦР-зона).

Если условия пробоя паровой среды выполнены, в окрестности ЭЦР-резонанса возбуждается разряд, поддерживаемый СВЧ-излучением. Электроны с высокой „поперечной“ к магнитному полю энергией осуществляют ионизацию паров разделяемого вещества. Радиальная диффузия электронов затруднена основным магнитным полем установки B_0 . Можно создать условия, препятствующие уходу электронов в сторону ослабленного магнитного поля, если с испарителем кальция совместить отталкивающий электроны дисковый электрод, на который подается небольшой отрицательный относительно плазмы потенциал. Электрическое поле отталкивает электроны в сторону сильного магнитного поля, однако беспрепятственный уход всех электронов в зону ИЦР-разделения затруднен магнитной пробкой. Захваченные в такой комбинированной ловушке горячие электроны практически не покидают разрядной зоны и являются источником ионизации пара электронным ударом. В то же время холодная электронная компонента имеет возможность вместе с нейтральным газом покинуть ловушку в направлении ИЦР-зоны. Таким образом, по обе стороны от зоны ЭЦР-резонанса создаются условия для поддержания разряда.

СВЧ-нагрев электронов в неоднородном магнитном поле

Поведение электронной компоненты в рассматриваемом типе разряда крайне сложно. Достаточно непротиворечивая теория такого разряда в настоящее время отсутствует. Мы попытаемся лишь выявить основные черты процесса, прибегая к упрощенной модели, позволяющей определить как температуру электронов, так

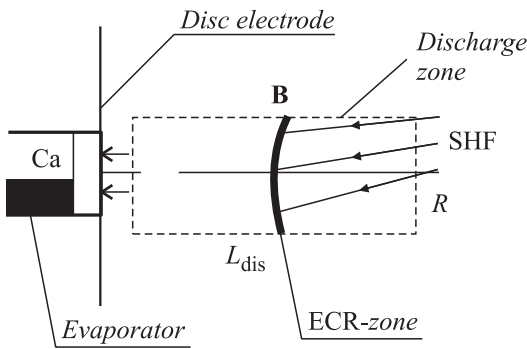


Рис. 1. Зона ЭЦР и зона разряда.

и плотность плазмы. Поскольку необыкновенная электромагнитная волна может распространяться в плазме только со стороны сильного магнитного поля [9], предположим, что ввод излучения в зону разряда осуществляется со стороны ИЦР-зоны квазипараллельно магнитным силовым линиям. Тепловые („хаотические“) скорости электронов в пространстве продольных скоростей обычно значительно больше гидродинамических. Поэтому можно считать, что в каждом сечении разрядного столба имеются два противоположно направленных и взаимно компенсирующих друг друга электронных потока: по направлению СВЧ-волны и против него. В стационарном режиме в основном нагреваются те электроны, которые попадают в резонанс с СВЧ-волной с учетом доплеровского сдвига частоты. Если мощность СВЧ-волны ограничена, то возможны режимы, когда нагревается лишь небольшая часть электронов, двигающихся навстречу микроволновому излучению (они первыми получают энергию от поля). В предлагаемой модели существуют две компоненты электронного газа, различающиеся лишь поперечной „температурой“ — резонансная „горячая“ и нерезонансная „холодная“. Продольные температуры обеих компонент будем считать одинаковыми. Все пространство разряда может быть разделено на довольно узкую ЭЦР-зону (выделена жирно на рис. 1), в которой происходит увеличение поперечной энергии электронов, и собственно область разряда, выделенную условно штриховой линией, в которой происходят основные ионизационные явления.

Выполним оценки применительно к установке, описанной в [7,8] с однородным магнитным полем $B = 1.5$ Т. Время пролета электронами зоны ЭЦР-резонанса может быть оценено из соотношения [10]

$$\tau \approx \sqrt{\frac{2\pi L^*}{v_z^* \omega_c}}, \quad (1)$$

где v_z^* — характерная продольная скорость электронов, ω_c — электронная циклотронная частота, $L^* = \frac{B_{\text{res}}}{|(\text{grad } B)_{\text{res}}|}$ — величина, характеризующая скорость пространственного изменения магнитного поля в области резонанса. Для интересующих нас параметров кальциевой плазмы применительно к установке, описанной в [7],

ширина резонансной зоны определяется в соответствии с соотношением

$$\Delta z \approx v_z^* \tau \approx \sqrt{\frac{2\pi L^* v_z^*}{\omega_c}}, \quad (2)$$

и при $T_{e\parallel} = 1$ эВ, $L^* = 0.65$ м, $\omega_c = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ составляет около 2 мм. Время пролета электронами зоны ЭЦР-резонанса τ , оцениваемое в соответствии с (1), составляет при этом порядка $5 \cdot 10^{-9}$ с. Время столкновения электронов с тяжелыми частицами τ_{col} при энергии электронов порядка 20 эВ [6] оказывается много больше величины τ при концентрациях нейтральных частиц $n_n < 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и степени ионизации $\alpha < 0.1$. Характерное значение поперечной энергии, приобретаемой одним резонансным электроном при пролете зоны ЭЦР-резонанса, определим как

$$\varepsilon_{\perp}^* = \frac{e^2 \tilde{E}^2 \tau^2}{2m_e}. \quad (3)$$

Найдем связь между продольной температурой электронов $T_{e\parallel}$ и основными параметрами источника и свойствами плазмы. Это можно сделать на основе баланса числа горячих и холодных электронов в разряде и закона сохранения полной энергии. Будем считать, что плотность возбужденных частиц значительно меньше, чем плотность атомных частиц в основном состоянии. Сложность использования закона сохранения энергии связана с тем обстоятельством, что каналы поступления энергии в разряд и ее отвода в результате вытекания плазмы из источника, а также лучистых потерь, разделены промежуточным процессом передачи энергии от группы резонансных электронов с высокой поперечной энергией холодным частицам. При рассмотрении баланса горячих частиц основными являются процесс ионизации нейтралов и упругое рассеяние электронов на нейтралах. Отметим, что упругое рассеяние хотя и не сопровождается потерей энергии, но приводит к преобразованию поперечной энергии электронов в продольную, в результате чего электроны уже не удерживаются в ловушке и покидают зону разряда. Полагая, что вся мощность, поглощаемая резонансными электронами, равна мощности, падающей на плазму СВЧ-волны, N , получим для плотности продольного потока горячих резонансных электронов из зоны ЭЦР-резонанса в область разряда

$$j_{e\parallel} \approx \frac{N}{\varepsilon_{\perp}^* S_{\text{res}}}, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_{\perp}^* = \frac{\pi e^2 \tilde{E}^2 L^*}{2\sqrt{2} m_e k T_{e\parallel} \omega_c}$$

— характерное значение поперечной энергии, приобретаемой одним резонансным электроном при пролете зоны ЭЦР-резонанса, полученное с учетом результатов работы [6], S_{res} — резонансное сечение плазменного столба. Оценки, проведенные в [6], показывают, что при

мощностях $N \sim 1$ kW применительно к рассматриваемой установке характерная величина поперечной энергии электронов составляет около 20 eV, что существенно больше их начальной энергии и можно не учитывать разброс начальных фаз электронов.

Расчет характеристик плазмы в зоне ЭЦР-разряда

Учитывая, что число поступающих в разрядную зону нагретых электронов должно быть равно числу электронов, выбывающих из категории горячих в результате упругих и ионизационных столкновений с нейтральными частицами, получим

$$j_{e\parallel} S_{\text{res}} = [n_n n_e^{\text{res}} (\sigma_e + \sigma_{\text{ion}})] v_{\perp}^* L_{\text{dis}} S_{\text{res}}, \quad (5)$$

где σ_e — сечение упругих столкновений горячих резонансных электронов с нейтралами, σ_{ion} — сечение ионизации из основного состояния, n_e^{res} — плотность резонансных электронов в разрядной зоне, L_{dis} — длина разрядной зоны, $v_{\perp}^* = \sqrt{\frac{2\varepsilon^*}{m_e}}$. К уравнению (5) следует добавить условие неразрывности для холодных электронов в форме

$$n_e \sqrt{\frac{kT_{e\parallel}}{m_i}} = n_n n_e^{\text{res}} \sigma_{\text{ion}} v_{\perp}^* L_{\text{dis}}, \quad (6)$$

выражающее равенство числа рождаемых в разряде холодных электронов, числу электронов, уходящих из разряда в результате продольной амбиполярной диффузии. При этом предполагается, что прямая ионизация атомов Ca из основного состояния осуществляется только горячими резонансными электронами.

Вся мощность, потребляемая разрядом от СВЧ-волны, идет на ускорение амбиполярного потока электронов и ионов, уносящего, кроме того, энергию ионизации $\varepsilon_i = eI_i$ (I_i — потенциал ионизации), и на излучение βN , где β — доля энергии, теряемая на излучение. Уравнение энергии запишем в форме

$$N - \beta N = n_e \sqrt{\frac{kT_{e\parallel}}{m_i}} (2kT_{e\parallel} + \varepsilon_i) S_{\text{res}}. \quad (7)$$

Используя (4)–(7), получим

$$t^{3/2} + \frac{1}{2} t^{1/2} - \frac{\pi(1-\beta)(\sigma_e + \sigma_{\text{ion}}) e^{1/2} \tilde{E}^2 L^*}{4\sqrt{2} m_e \sigma_{\text{ion}} \omega_e I^{3/2}} = 0, \quad (8)$$

где $t = \frac{kT_{e\parallel}}{\varepsilon_i}$. Оценим величину β , предположив, что соударениями типа „тушения“ можно пренебречь. Тогда поток излучения в спектральных линиях определяется числом возбуждающих соударений. Будем учитывать только мощность излучения N_c , связанную с процессами возбуждения нейтральных атомов при их соударениях с основной массой нерезонансных электронов

$$N_c = n_n n_e \Delta E L_{\text{dis}} S K_{\text{ex}}, \quad (9)$$

где ΔE — энергия возбуждения, K_{ex} — константа возбуждения, определяемая выражением

$$K_{\text{ex}} = \int_{\Delta E}^{\infty} \sigma_{\text{ex}}(\varepsilon) f(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} d\varepsilon, \quad (10)$$

$\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon)$ — сечение возбуждения, $f(\varepsilon)$ — максвелловская функция распределения электронов по продольным энергиям ε , определяемая как

$$f(\varepsilon) = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\pi^{1/2} (kT_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right). \quad (11)$$

Зависимость сечения возбуждения от энергии представим в форме [11]

$$\sigma_{\text{ex}} \simeq \frac{2\pi e^4 N_a f_{01}}{(4\pi\varepsilon_0)^2 \Delta E^2} \frac{\ln[1 + 0.5(x-1)^{1/2}]}{x+3}, \quad (12)$$

где $x = \frac{\varepsilon}{\Delta E}$, N_a — число валентных электронов атома Ca, f_{01} — сила осциллятора для перехода $4^1S_0 - 4^1P_1$.

Используя (8)–(11), найдем

$$\beta = \frac{2\sqrt{2}}{t^{3/2} N \sqrt{\pi m_e}} n_n n_e A_1 \Delta E^{3/2} \left(\frac{\Delta E}{\varepsilon_i}\right)^{3/2} L_{\text{dis}} S_{\text{res}} \times \int_1^{\infty} \frac{x \ln[1 + 0.5(x-1)^{1/2}]}{x+3} \exp\left(-\frac{\Delta E}{\varepsilon_i t} x\right) dx, \quad (13)$$

где

$$A_1 = \frac{2\pi e^4 N_a f_{01}}{(4\pi\varepsilon_0)^2 \Delta E^2}.$$

Подставляя (13) в (8) и используя (5), (6), получим уравнение для определения электронной температуры

$$t^3 + \frac{1}{2} t^2 - M \left(t^{3/2} - R \int_1^{\infty} \frac{x \ln[1 + 0.5(x-1)^{1/2}]}{x+3} \times \exp\left(-\frac{\Delta E}{\varepsilon_i t} x\right) dx \right) = 0, \quad (14)$$

где

$$M = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma_e + \sigma_{\text{ion}}}{\sigma_{\text{ion}}} \right) \frac{e^{1/2} \tilde{E}^2 L^*}{\sqrt{m_e} \omega_e I^{3/2}},$$

$$R = \frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \frac{16\sqrt{m_i} \omega_c n_n N_a f_{01} L_{\text{dis}}}{\sqrt{\pi} \Delta E^{1/2} \tilde{E}^2 L^*} \left(\frac{\sigma_{\text{ion}}}{\sigma_e + \sigma_{\text{ion}}} \right) \left(\frac{\Delta E}{\varepsilon_i} \right)^{3/2}.$$

При $N = 1$ kW ($\tilde{E} = 3.36 \cdot 10^3$ W/m), $n_n = 10^{19}$ m⁻³, $L_{\text{dis}} = 0.1$ m, $L^* = 0.65$ m, $f_{01} = 1.5$ [12], $\sigma_e = 3 \cdot 10^{-19}$ m² [13,14] (при энергии 20 eV), $\sigma_{\text{ion}} = 5 \cdot 10^{-20}$ m² [15], $\omega_c = 2.3 \cdot 10^{11}$ s⁻¹, $I_i = 6.1$ V [15], $\Delta E = 2.9$ eV решение уравнения (14) дает для температуры основной электронной компоненты значение $T_{e\parallel} \simeq 1.1$ eV.

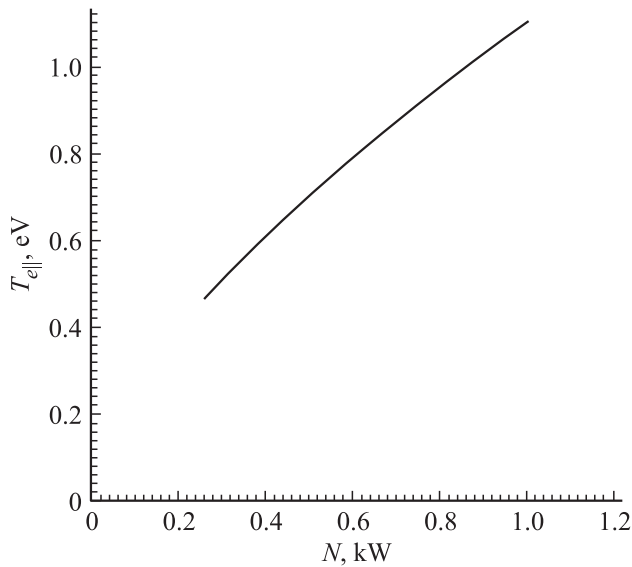


Рис. 2. Зависимость продольной электронной температуры $T_{e||}$ от мощности N .

Используя (4) и (5), оценим величины n_e^{res} и n_e из уравнений

$$n_e^{\text{res}} = \frac{N}{\varepsilon_{\perp}^* (\sigma_e + \sigma_{\text{ion}}) S_{\text{res}} n_n v_{\perp}^* L_{\text{dis}}}, \quad (15)$$

$$n_e = \frac{N \sqrt{m_i} \sigma_{\text{ion}}}{\varepsilon_{\perp}^* \sqrt{k T_{e||}} (\sigma_e + \sigma_{\text{ion}}) S_{\text{res}}}. \quad (16)$$

Сделанное выше допущение о слабой ионизации среды, справедливое при

$$\frac{\sqrt{m_i m_e} \sigma_{\text{ion}} c \varepsilon_0 \omega_c}{\pi e^2 L^* (\sigma_e + \sigma_{\text{ion}})} \ll n_n,$$

выполняется для рассмотренных параметров с запасом.

Отметим также, что используемое в расчетах предположение

$$n_e^{\text{res}} \ll n_e$$

справедливо, если

$$\frac{\sqrt{k T_{e||}}}{\sqrt{m_i} \sigma_{\text{ion}} n_n v_{\perp}^* L_{\text{dis}}} \ll 1. \quad (17)$$

Величина $T_{e||}$ сравнительно слабо зависит от мощности, поглощаемой электронами. Если принять $T_{e||} \simeq 1 \text{ eV}$, то соотношение (17) также выполняется для рассмотренных в работе параметров.

Из (15) и (16) получим при $N = 1 \text{ kW}$: $n_e^{\text{res}} \simeq 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $n_e \simeq 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\beta \simeq 0.9$, $T_{e||} \simeq 1.1 \text{ eV}$. Отметим, что в [6] при $\beta = 0.9$ величина продольной температуры $T_{e||}$ составляла 0.8 eV . На рис. 2 в диапазоне изменения мощности от 0.25 до 1.0 kW приведена рассчитанная величина $T_{e||}$, указывающая на относительно слабое возрастание температуры с мощностью N . Этот результат качественно совпадает с

экспериментальными данными работы [16], в которой для различных условий и рода газа продольная температура электронов на выходе из ЭЦР-источника плазмы изменялась в пределах $0.5\text{--}2 \text{ eV}$, незначительно возрастающая при увеличении мощности.

Заключение

Выполнены оценки температуры и плотности электронов в источнике кальциевой низкотемпературной плазмы на основе ЭЦР-разряда в неоднородном магнитном поле. Предполагалось, что в разряде формируются две группы электронов с сильно различающимися поперечными энергиями. В результате проведенного анализа, основанного на решении уравнений неразрывности для электронов, а также законов сохранения энергии для горячей электронной компоненты и для всего разряда в целом, оценена продольная электронная температура и концентрация плазмы. Проведено сравнение полученных результатов с данными предшествующего анализа и известными экспериментальными величинами. Показано, что проведенный более корректный расчет приводит к лучшему согласованию с экспериментом.

Авторы признательны А.В. Елецкому и А.В. Тимофееву за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект 12-02 12020-офи_м).

Список литературы

- [1] Louvet P. // Proc. of the 2th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases. VERSAILLES, France, 1989. P. 5–104.
- [2] Муромкин Ю.А. // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 12. / Под ред. А.И. Карчевского. М.: ВИНТИ, 1991. С. 83–110.
- [3] Карчевский А.И., Муромкин Ю.А. Изотопы // Под ред. В.Ю. Баранова, М.: ИздАТ, 2005. Т. 1. С. 307.
- [4] Mussetto M., Romesser T.E., Dixon D. et al. // Proc. of the IEEE Int. Conf. on Plasma Science, San Diego, CA, USA, 1983. P. 70.
- [5] Лазько В.С., Потанин Е.П., Устинов А.Л. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 7. С. 56–59.
- [6] Потанин Е.П., Устинов А.Л. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 6. С. 578–582.
- [7] Горшунов Н.М., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П., Устинов А.Л. // Перспективные материалы. 2011. Вып. 10. С. 72–79.
- [8] Горшунов Н.М., Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П., Устинов А.Л. // ПТЭ. 2011. № 1. С. 105–111.
- [9] Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит. 2009. 224 с.
- [10] Суворов Е.В., Токман М.Д. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 8. С. 934–943.
- [11] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. 1. М.: Наука, 2000. С. 211.

- [12] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике, М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
- [13] Кельман В.А., Светличный Е.А., Ремета Е.Ю. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 8. С. 83–89.
- [14] Kelemen V.L., Remeta E.Yu., Sabad E.P. // J. Phys. B. 1995. V. 28. P. 1527–1546.
- [15] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. С. 201.
- [16] Compant La Fontaine A., Louvet P., Le Gourries P., Pailloux A. // J. Phys. D. 1998. V. 31. P. 846–865.