

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ОПТИМАЛЬНОЙ ДЛИНЫ НИКЕЛЬ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТА, УСИЛИВАЮЩЕГО РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АРГОНА ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

© 2020 г. Н. Barati^a, М. Habibi^{a, *}

^a Department of Physics and Energy Engineering, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran

*e-mail: mortezahabibi@aut.ac.ir

Поступила в редакцию 19.01.2019 г.

После доработки 19.07.2019 г.

Принята к публикации 10.09.2019 г.

Модифицированная версия кода с моделью Ли, точнее рассчитывающая магнитное поле внутри плотного плазменного фокуса (DPF), была использована для исследования влияния Ni–Zn-феррита на характеристики плазменного фокуса APF в Амиркабире, Иран. Объяснено, как различная длина феррита может влиять на ток разряда. Определена минимальная длина феррита, ощутимо влияющая на APF, работающий с аргоном при напряжении 10 кВ и давлении 0.1 Торр. Рассмотрены оптимальные условия для передачи энергии и интенсивности мягкого рентгеновского излучения (SXR) из аргона, рассчитана оптимальная длина Ni–Zn-феррита для различных напряжений разряда и давлений, и был выведен скейлинг для длины. Измерения показали, что эмиссия SXR увеличивается при использовании ферритов.

Ключевые слова: плазменный фокус, моделирование, рентгеновское излучение, Ni–Zn-феррит

DOI: 10.31857/S0367292120020018

1. ВВЕДЕНИЕ

Оригинальный код с моделью Ли, который разрабатывался в течение нескольких лет [1], использован для изучения многих аспектов плотного плазменного фокуса (DPF). В модели Ли применен многомерный электродинамический подход, в котором связь электрической схемы с уравнениями движения используется для численного расчета положения токовой оболочки (CS) и амплитуды тока, проходящего через нее, в последовательных фазах разряда. Хотя код Ли является одномерным, пористость, наклон или трехмерная форма токовой оболочки включаются в расчеты путем определения долей массы и тока: f_m , f_{mr} , f_c и f_{cr} , где f_m — это массовая доля газа, который захватывается CS во время осевой фазы; f_c — это доля тока, протекающего через CS в этой фазе; f_{mr} — это массовая доля газа, захваченного CS в радиальной фазе, а f_{cr} — доля тока, проходящего через CS в этой фазе. Значения этих параметров устанавливаются путем подгонки рассчитанной эволюции тока к измеренной кривой тока [1].

В этой модели предполагается пять (или шесть) фаз в зависимости от статической индуктивности установки: это фаза осевого ускорения, фаза радиального внутреннего удара, фаза ради-

ального отражения, фаза пинча, (фаза аномального сопротивления) и фаза расширения плазменного шнура [2].

С помощью модели Ли и графического пакета SIMULINK из программной среды Matlab проведено моделирование электрического разряда в миниатюрном DPF, позволившее исследовать влияние индуктивности камеры на скачок напряжения и падение тока при образовании пинча [3]. Некоторые численные эксперименты, использующие расширенную версию кода Ли, показали, что в пинче флюенс числа ионов и флюенс энергии соответственно равны $(2.4\text{--}7.8) \times 10^{20}$ ионов $\cdot \text{м}^{-2}$ и $(2.2\text{--}33) \times 10^6$ Дж $\cdot \text{м}^{-2}$, и не зависят от запасенной энергии E_0 в диапазоне (0.4–486) кДж [4]. Для некоторых свойств ионов, например, для потока, расчеты показали, что при переходе от самого легкого до самого тяжелого газа, за исключением Ar, поток уменьшается. В то же время для других свойств, таких как флюенс энергии, наблюдалось относительное постоянство от H_2 до N_2 , но возрастание для Ne, Ar, Kr и Xe за счет эффекта радиационного охлаждения [5]. Задачи измерения выхода (Y_{SXR}) мягкого рентгеновского излучения (SXR) дали уверенность в том, что модель может реально описать мягкое рентгеновское излучение

из плазменного фокуса. Затем была получена таблица факторов, влияющих на пик Y_{SXR} при оптимальном давлении [6]. Систематические численные расчеты по модели Ли позволили получить несколько практических параметрических зависимостей (скейлингов) для эмиссии SXR из DPFF. Например, скейлинги для выхода SXR из Ne: $Y_{\text{SXR}} = 8.3 \times 10^3 I_{\text{pinch}}^{3.6}$, $Y_{\text{SXR}} = 6 \times 10^2 I_{\text{peak}}^{3.2}$, где I_{peak} варьируется от 0.1 до 2.4 МА, а I_{pinch} варьируется от 0.07 до 1.3 МА [7]. Утверждалось, что скейлинг от тока в пинче лучше описывает выход, чем скейлинг от пикового тока. Метод вычисления I_{pinch} из I_{peak} по модели Ли был описан в [8]. Численные эксперименты с использованием этого кода определили оптимальную геометрию анода в установке UNU/ICTP PFF в Международном центре теоретической физики при Университете Объединенных Наций. При уменьшении оптимальной длины до 7 см и увеличении радиуса анода до 1.2 см на UNU/ICTP PFF был получен оптимальный выход $Y_{\text{SXR}} = 9.5$ Дж, что в два-три раза больше по сравнению с исходным [9]. Модель Ли была модифицирована для включения кислорода в дополнение к другим газам. Выход SXR кислорода 0.04 мДж в типичном режиме RicoPlasmaFocus (1 кДж) был найден путем расчетов [10].

В последнее время стандартный код с моделью Ли был модифицирован так, чтобы улучшить расчеты магнитного поля и индуктивности камеры [2]. Затем исследовалось, как ферриты, расположенные вблизи катодов, влияют на динамику CS [11]. Моделирование показало, что ферриты оказывают два противоположных воздействия на индуцированное магнитное поле внутри камеры. Одно усиливает магнитное поле из-за намагниченности феррита, а другое — ослабляет поле за счет увеличения индуктивности камеры. Следовательно, должна быть оптимальная длина феррита, при которой фактор ослабления поля компенсирует фактор усиления поля. В данной работе будет исследован этот случай, и будет показано, как рассчитать оптимальную длину ферритов.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Как было показано в предыдущем разделе, модифицированная версия кода с моделью Ли используется для расчета воздействия ферритов на динамику DPFF и эмиссию SXR [2, 11]. Поскольку в новой версии кода метод расчета магнитного поля был усовершенствован, стало возможным учитывать параметры, влияющие на поле, такие как намагничивающие материалы типа ферритов. В этом методе уравнение для вектора Пуассона: $\nabla^2 A = -\mu_0 J$ в цилиндрических координатах аналитически интегрируется, а затем вычисляется магнитное поле B . В настоящей работе для мо-

Таблица 1. Электрические и геометрические характеристики и рабочий газ, используемые для моделирования установки APF

Радиус анода, a , см	1.39
Радиус катода, b , см	4.47
Длина анода, AL , см	14.8
Длина катода, см	14.5
Осевая массовая доля: f_m	0.353
Радиальная массовая доля: f_{mr}	0.467
Осевая доля тока: f_c	0.7
Радиальная доля тока: f_{cr}	0.7
Напряжение разряда, V_0 , кВ	10
Емкость конденсаторов, C_0 , мкФ	36
Статическая индуктивность, L_0 , нГн	50
Соппротивление цепи, R_0 , мОм	4
Длина феррита, FL , см	0–14.8
Число катодов, N	6
Рабочий газ	Ar

делирования рассматриваются геометрические и электрические характеристики установки APF (AmirkabirPlasmaFocus) [12].

Схема электродной системы DPFF, состоящей из шести катодных стержней, дополненных шестью Ni–Zn-ферритами на задней стороне, которые коаксиально симметрично расположены вокруг анодного электрода, и схема оборудования, использованного в экспериментах на установке APF, показана на рис. 1. На рис. 1а изображена коаксиально-симметричная электродная система DPFF из шести катодов, на задней стороне которых добавлены Ni–Zn-ферриты, причем, показан только один образец феррита. Схема оборудования, использованного в данном эксперименте на установке APF, иллюстрируется рис. 1б. Электрические и геометрические характеристики и рабочий газ, использованные для численного моделирования результатов работы установки APF, представлены в таблице 1.

Поэтому для камеры DPFF с одним анодом в центре и шестью катодами, смещенными от центра, как на установке APF, общее магнитное поле B от всех электродов в точке с координатами (r, θ, z) можно рассчитать как [2]

$$B_{\text{electrodes}} = \frac{\mu I}{4\pi} \left(\frac{z\sqrt{z^2 + r^2} + z^2}{r z \sqrt{z^2 + r^2} + r z^2 + z^3} + \sum_{n=1}^6 \frac{1}{6} \frac{z\sqrt{z^2 + \rho_n^2} + z^2}{\rho_n z \sqrt{z^2 + \rho_n^2} + \rho_n z^2 + \rho_n^3} \cos \gamma_n \right), \quad (1)$$

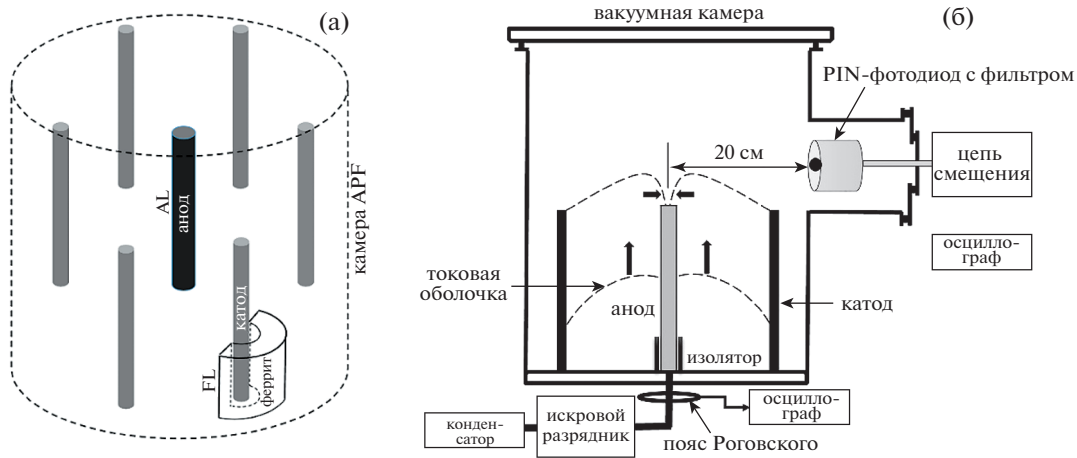


Рис. 1. а) Схема электродной системы плазменного фокуса, состоящей из шести катодных стержней с шестью Ni–Zn ферритами на задней части, коаксиально и симметрично расположенными вокруг анодного электрода. Показан только один феррит; AL – длина анода, FL – длина феррита; б) схема оборудования, используемого в экспериментах на плазменном фокусе APF.

где r – радиальное расстояние точки от оси анода (камеры); θ – азимутальный угол точки относительно анода; z – высота точки от нижней части анода, ρ_n – радиальное расстояние точки от оси n -го катода [2], где $n = 1, 2, \dots, 6$; γ_n – это угол между магнитными векторами анода и n -го катода [2]; I – анодный ток, μ – магнитная проницаемость рабочего газа; b и a – соответственно радиусы катода и анода. Рассчитывается магнитное поле вне электродов, поэтому в хорошем приближении можно считать электроды бесконечно тонкими [2]. Как показано на рис. 1, шесть Ni–Zn-ферритов расположены за катодными стержнями для усиления магнитного поля вблизи катодов. Ni–Zn-феррит – это намагничиваемый материал со средней проницаемостью, который используется в ускорителях частиц, работающих на частотах меньше 10 МГц. Поскольку типичная продолжительность разряда в APF составляет порядка нескольких микросекунд, использование Ni–Zn-феррита становится практичным. Средняя восприимчивость и поле насыщения этого феррита соответственно составляют 300 и 420 мТл (см. <https://product.tdk.com>).

Аналогично рассчитывается полное индуцированное магнитное поле, вызванное намагниченностью ферритов, а влияние намагничивания моделируется плотностями тока [11, 13]. Таким образом, индуцированное магнитное поле в точке с координатами (r, θ, z) , обусловленное n -м ферритом, может быть определено с помощью следующего уравнения:

$$B_{ferrite} = \left(\frac{z\mu\chi_m I}{48\pi^2} \right) \left[\int_{R_1}^{R_2} \left\{ \frac{z\sqrt{z^2 + R^2}}{Rz\sqrt{z^2 + R^2} + Rz^2 + R^3} \right\} \times \right. \\ \times \frac{2R}{2\rho_n r_{ex} \sin \left(\cos^{-1} \frac{R^2 - \rho_n^2 r_{ex}^2}{-2\rho_n r_{ex}} \right)} dR + \\ \left. + \int_{\hat{R}_1}^{\hat{R}_2} \left\{ \frac{z\sqrt{z^2 + R^2}}{Rz\sqrt{z^2 + R^2} + Rz^2 + R^3} \right\} \times \right. \\ \left. \times \frac{2R}{2\rho_n r_{in} \sin \left(\cos^{-1} \frac{R^2 - \rho_n^2 r_{in}^2}{-2\rho_n r_{in}} \right)} dR \right], \quad (2)$$

где R – радиальное расстояние точки от поверхности феррита. $R_1, R_2, \hat{R}_1$ и $\hat{R}_2$ – функции ρ_n, r_{in}, r_{ex} , и т.д. [11]; χ_m – восприимчивость феррита, связанная с относительной проницаемостью [13]; r_{ex} и r_{in} – внешний и внутренний радиусы феррита. Полное магнитное поле, B_{total} является суммой полей $B_{electrodes}$ и всех ферритов $B_{ferrite}$. Индуктивность трубки длиной z рассчитывается как $L_{tube}(z) = \frac{1}{2\pi I} \int_0^{2\pi} \int_0^z \int_a^b B_{total} dr dz d\theta$ [2].

Исследуется влияние ферритов на условия передачи энергии и мощность эмиссии SXR. Хорошая передача энергии от конденсатора к камере достигается, если время первого пика тока разряда соответствует длительности фазы осевого ускорения [1]. Это гарантирует прибытие CS на конец анода при максимальном токе. Автомодельный параметр α , описывающий эту ситуа-

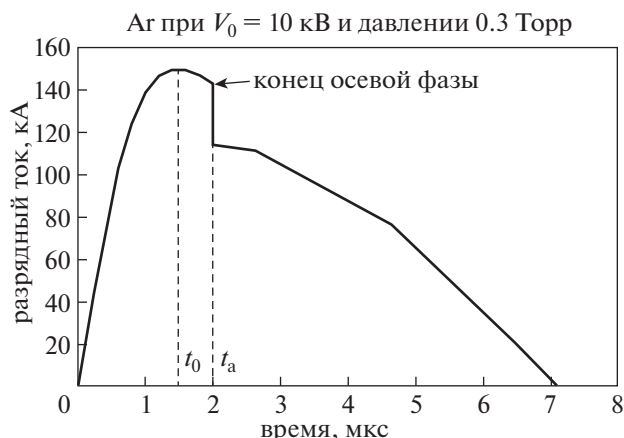


Рис. 2. Расчетный ток разряда на аргоне при рабочем давлении 0.3 Торр и напряжении 10 кВ; t_0 — это время первого пика тока, t_a — время начала фазы осевого ускорения.

цию, определяется как $\alpha = t_0/t_a$, где t_0 — время первого пика тока, а t_a — время осевой фазы; t_0 и t_a определяются из формы импульса тока разряда, показанного на рис. 2, где ток рассчитан для разряда на Ag при 0.3 Торр и 10 кВ. На этом рисунке показана неоптимальная ситуация для передачи энергии, поскольку $t_0 \neq t_a$. Это временное неравенство возникает из-за того, что Ag является относительно тяжелым газом, и при давлении 0.3 Торр и напряжении разряда V_0 , равном 10 кВ, в конфигурации APF, сила $J \times B_{electrodes}$, действующая на CS, недостаточна для того, чтобы первый пик тока соответствовал приходу CS в начале радиальной фазы. Здесь J — плотность электрического тока, протекающего через CS. Можно ожидать, что увеличенная сила решает проблему. Следует отметить, что из-за огромной разницы между продолжительностью радиальной (70 нс) и осевой (2 мкс) фазы, кажется, что в радиальной фазе профиль тока резко спадает.

Мощность линейчатого SXR-излучения рассмотрена и рассчитана как в [1]:

$$\frac{dQ_{SXR}}{dt} = 4.6 \times 10^{-31} N_i^2 (\pi r_p^2) z_f T^{-1} Z Z_n^4, \quad (3)$$

где Z — эффективный заряд, Z_n — атомный номер газа, r_p — радиус пинчевания шнура, z_f — высота пинчового шнура, T — температура плазмы, N_i — плотность ионов плазмы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Фото плазменного фокуса APF, где проводились измерения эмиссии SXR представлено на рис. 3. APF — это DPF типа Мейзерана 4 кДж с конденсатором $C_0 = 40 \mu F$ в качестве источника

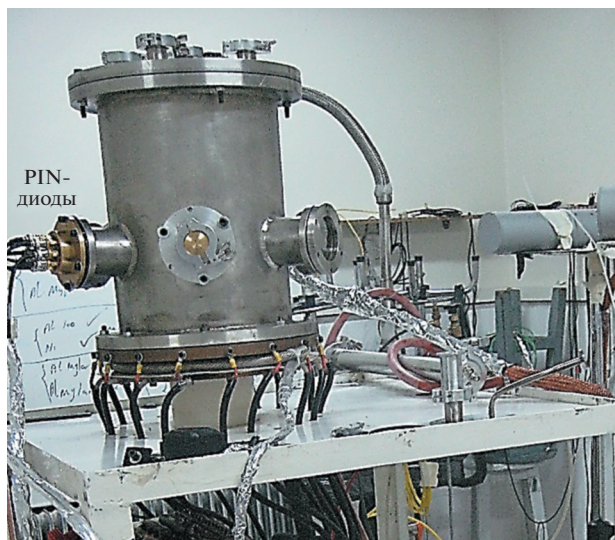


Рис. 3. Фото установки плазменного фокуса APF в Амиркабаре.

электрического разряда. Общая статическая индуктивность линии электрического разряда L_0 составляет около 115 нГн. На рис. 1а показан внутренний медный электрод — анод диаметром 20 мм и длиной 148 мм, и наружный электрод — катод с шестью медными стержнями, симметрично расположенными вокруг анода на радиусе 44.7 мм. Трубка из пирекса длиной 48 мм изолирует анод от катода [12]. Геометрия электродов представлена в таблице. В ходе эксперимента, после каждых 5 выстрелов камеру откачивали до остаточного давления 10^{-3} Торр, а затем заполняли свежим аргонном, чтобы уменьшить неблагоприятное влияние загрязнения газа на излучение. Пояс Роговского использовался для обнаружения спада тока разряда, указывающего на возникновение пинча.

Для измерения выходного сигнала SXR использовался PIN-фотодиод BPX-65 с потенциалом смещения -40 В, покрытый Al-магларовым фильтром толщиной 12 мм [2]. Этот PIN-диод помещался на расстоянии 20 см от конца анода, где возникал пинч. Выходной электрический сигнал PIN-фотодиода регистрировался цифровым запоминающим осциллографом TDS 2024 с частотой до 200 МГц. Этот осциллограф подходил для наших измерений, поскольку ожидаемый максимум диапазона частот сигнала от наших данных не превышал 50 МГц [2]. Измерения выхода SXR были выполнены для Ag при давлениях 0.1, 0.3, 0.5 и 0.7 Торр. Каждое принятое измерение усреднялось по 5 разрядам с аналогичными характеристиками пинча. Напряжение разряда было установлено на уровне 10 кВ.

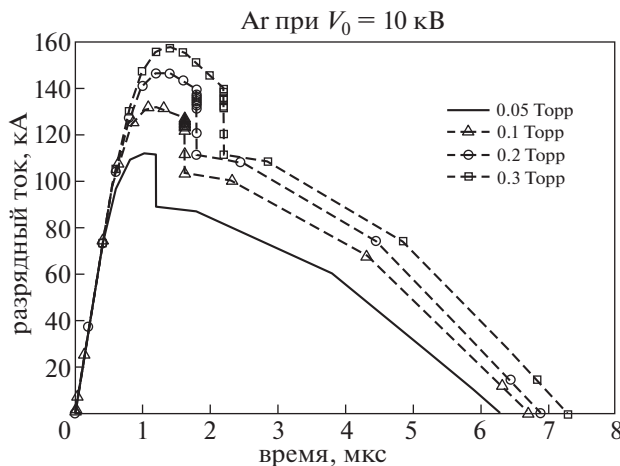


Рис. 4. Формы тока разряда в установке в APF, рассчитанные для различных давлений аргона без ферритов при $V_0 = 10$ кВ.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Была рассчитана форма тока разряда в APF без ферритов при различных давлениях аргона и $V_0 = 10$ кВ. В таблице приведены значения массовых и токовых долей, необходимые для моделирования установки [1]. Форма тока разряда, рассчитанная при различных давлениях аргона, показана на рис. 4. Давление 0.05 Торр должно быть оптимальным для передачи энергии, потому что при этом давлении $\alpha = 1$. При давлениях 0.1, 0.2 и 0.3 Торр, α , соответственно составляет 0.6527, 0.6666 и 0.6363.

Дело в том, что, хотя работа при более высоких давлениях ухудшает передачу энергии, эмиссия SXR может усиливаться, потому что мощность SXR зависит от N_i , которая зависит от начальной массовой плотности рабочего газа ρ_0 , как [1]:

$$N_i = 6 \times 10^{26} \frac{\rho_0}{M} f_{mr} \left(\frac{a}{r_p} \right)^2. \quad (4)$$

Известно, что чем выше рабочее давление, тем больше ρ_0 и, следовательно, выше N_i и, в конечном итоге, тем больше эмиссия SXR (уравнение 3). Здесь M – атомный вес газа. Можно ожидать, что ферриты подходящей длины сместят рабочую точку DPF к состоянию с $\alpha = 1$ при более высоких давлениях. Влияние длины феррита на ток разряда иллюстрирует рис. 5, где представлены расчетные формы тока разряда, полученные при разной длине феррита FL. Видно, что длина феррита влияет на форму тока APF, работающего на Ag при 0.1 Торр и $V_0 = 10$ кВ. Для сравнения также показана осциллограмма тока при оптимальном давлении 0.05 Торр.

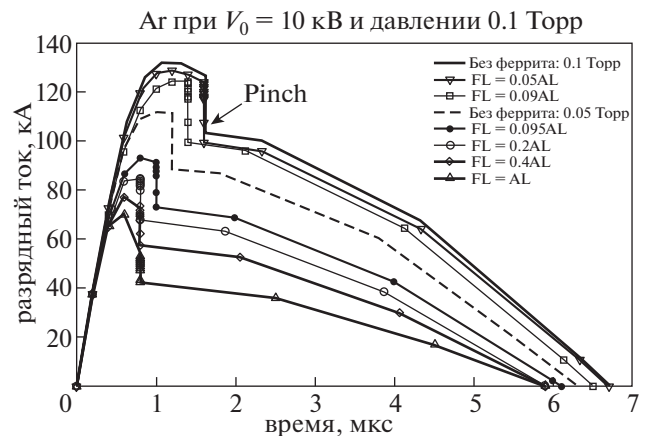


Рис. 5. Численное моделирование влияния длины феррита FL на форму тока разряда на Ag при $V_0 = 10$ кВ и давлении 0.1 Торр.

Цель исследований – ферритами сместить рабочую точку DPF к оптимальной ситуации. Было смоделировано влияние длины феррита на поведение APF. В этой модели заполняющим газом был выбран аргон при 0.1 Торр, и установлено напряжение разряда $V_0 = 10$ кВ. Результаты показаны на рис. 6 в виде максимального и пинчового тока. Видно, что максимальный ток ($I_{\max}$) и пинчовый ток (I_{pinch}) уменьшаются с увеличением длины феррита из-за увеличения индуктивности камеры [11].

Из рис. 6 видно, что $I_{\max}$ и I_{pinch} при $FL = 0.09 \times AL = 1.33$ см резко спадают соответственно от ≈ 129 и ≈ 115 кА до 93 и 81 кА. Это можно рассматривать как минимальную длину феррита, необходимую для эффективной работы APF, работающего на Ag при 0.1 Торр с начальным напряжением до 10 кВ. При длине феррита, превышающей 1.33 см, наблюдается небольшой спад $I_{\max}$ и I_{pinch} . Хотя для $FL > 7.4$ см, $I_{\max}$ остается постоянным, около 70 кА, I_{pinch} при $FL = AL$, уменьшается до ≈ 43 кА.

Как видно из рис. 5, ферриты могут сдвигать t_0 и t_a . Зависимость t_0 и t_a от FL/AL показана на рис. 7. Заметные изменения в t_0 и t_a могут возникнуть при превышении минимальной эффективной длины, равной 1.33 см. Видно, что для $FL > 4.44$ см, t_0 остается постоянным, ≈ 0.6 мкс, а для $FL > 2.96$ см, t_a становится фиксированным, ≈ 0.8 мкс. В двух точках, отмеченных стрелками на рис. 7, $t_0 = t_a$ (т.е. $FL/AL = 0.09$ и 0.2 , что, соответственно, эквивалентно $FL = 1.33$ и $FL = 2.96$ см). Обе точки являются благоприятными с точки зрения условия передачи энергии, поскольку они обе соответствуют $\alpha = 1$. Однако только одна из этих точек, вероятно, является оптимальной для эмиссии SXR. Мощность эмиссии SXR зависит от

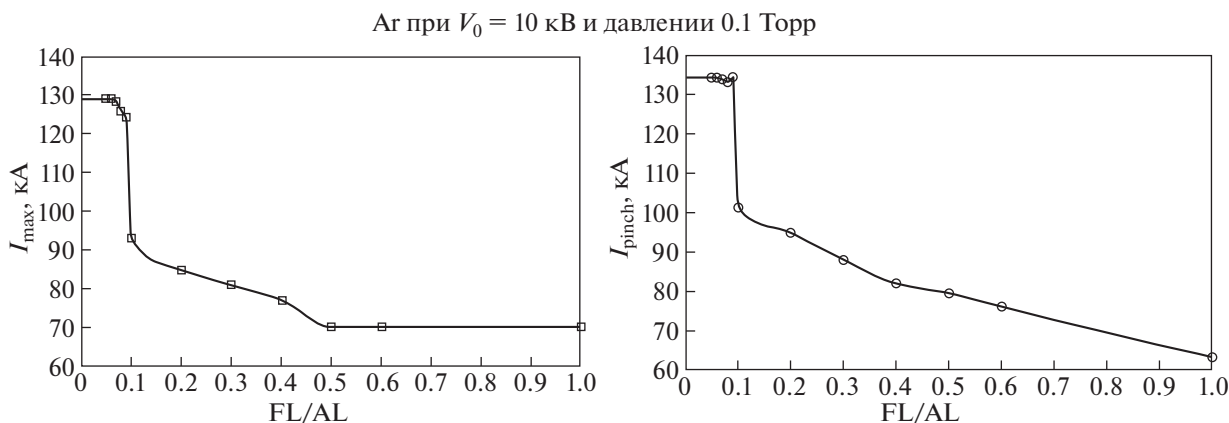


Рис. 6. Влияние длины феррита на пиковый и пинчевый ток разряда на Ag при $V_0 = 10$ кВ и давлении 0.1 Торр.

величин N_i , r_p , z_f и T (уравнение 3). Рисунок 8 показывает, как эти величины меняются в зависимости от длины феррита.

Видно, что длина феррита оказывает незначительное влияние на r_p и N_i во время пинча. С другой стороны, T и z_f чувствительны к изменению длины ферритов. Таким образом, можно сделать вывод, что чем длиннее ферриты, тем ниже пинчевое значение T и z_f . Другими словами, из-за более длинных ферритов пинч становится менее горячим и менее длинным. Тем не менее, T является наиболее чувствительным параметром. Общий эффект от этих величин можно увидеть на кривой SXR. Зависимости мощности эмиссии SXR от времени, рассчитанные для разных длин феррита, показаны на рис. 9. Увеличение длины феррита приводит к более интенсивному SXR. Причину такого поведения можно понять из уравнения 3 и

рис. 8. Поскольку температура пинчевой плазмы T , играющей важную роль в эмиссии SXR, уменьшается из-за увеличения FL, мощность SXR увеличивается, даже если z_f уменьшается. Рисунок 9 показывает, что ферриты сократили длительность пинча с ≈ 9 нс (без феррита), до ≈ 5 нс. В конечном счете, оптимальной длиной феррита для APF, работающего с 10 кВ на Ag при 0.1 Торр, является FL/AL = 0.2 или FL = 2.96 см, потому что при этой длине $\alpha = 1$ и мощность эмиссии SXR больше, чем в случае FL/AL = 0.09. Из рис. 9 также видно, что ферриты увеличивают эмиссию SXR по отношению к случаю без ферритов. Та же процедура была выполнена для других давлений, и был предложен скейлинг зависимости FL/AL от давления. Ag в качестве рабочего газа при $V_0 = 10$ кВ, показанный на рис. 10. Видно, что при более высоких давлениях требуются ферриты с меньшей высотой. Причиной такого поведения может быть то, что при более высоких давлениях ток разряда выше (рис. 4), а затем влияние намагниченности феррита усиливается. Моделирование для других V_0 показало, что напряжение примерно линейно влияет на это поведение, потому что при вычислениях предполагалось, что ферриты линейно-изотропно-однородны (ЛИО) [11].

Таким образом, скейлинг для APF, работающего на Ag при различных давлениях и разных напряжениях, может быть представлен следующим образом:

$$\text{FL/AL} = V_0(0.05 \times P^2 - 0.04 \times P + 0.024), \quad (5)$$

где V_0 – в кВ, P – давление в Торр.

С другой стороны, наши измерения подтвердили усиление влияния ферритов на условие передачи энергии, а также на выход SXR. Использовались Ni–Zn-ферриты длиной 3 см. На рис. 11 показаны токи разряда, измеренные поясом Роговского при давлении аргона 0.1 Торр и напряжении разряда 10 кВ. Измерения выполнены как

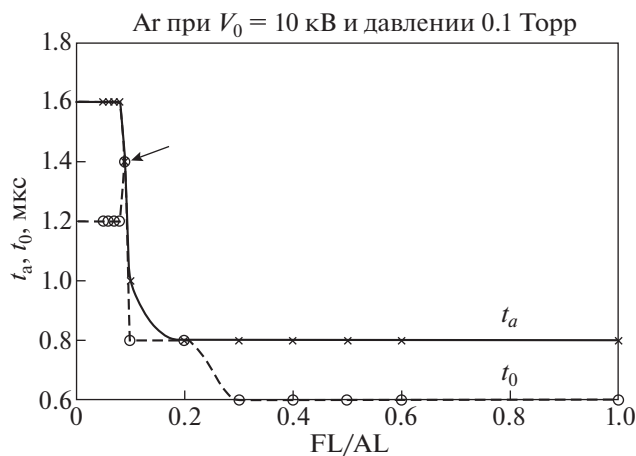


Рис. 7. Dependence of the t_0 and the t_a versus FL/AL. Зависимость времени первого пика тока t_0 и времени начала осевой фазы t_a от отношения длин феррита и анода FL/AL.

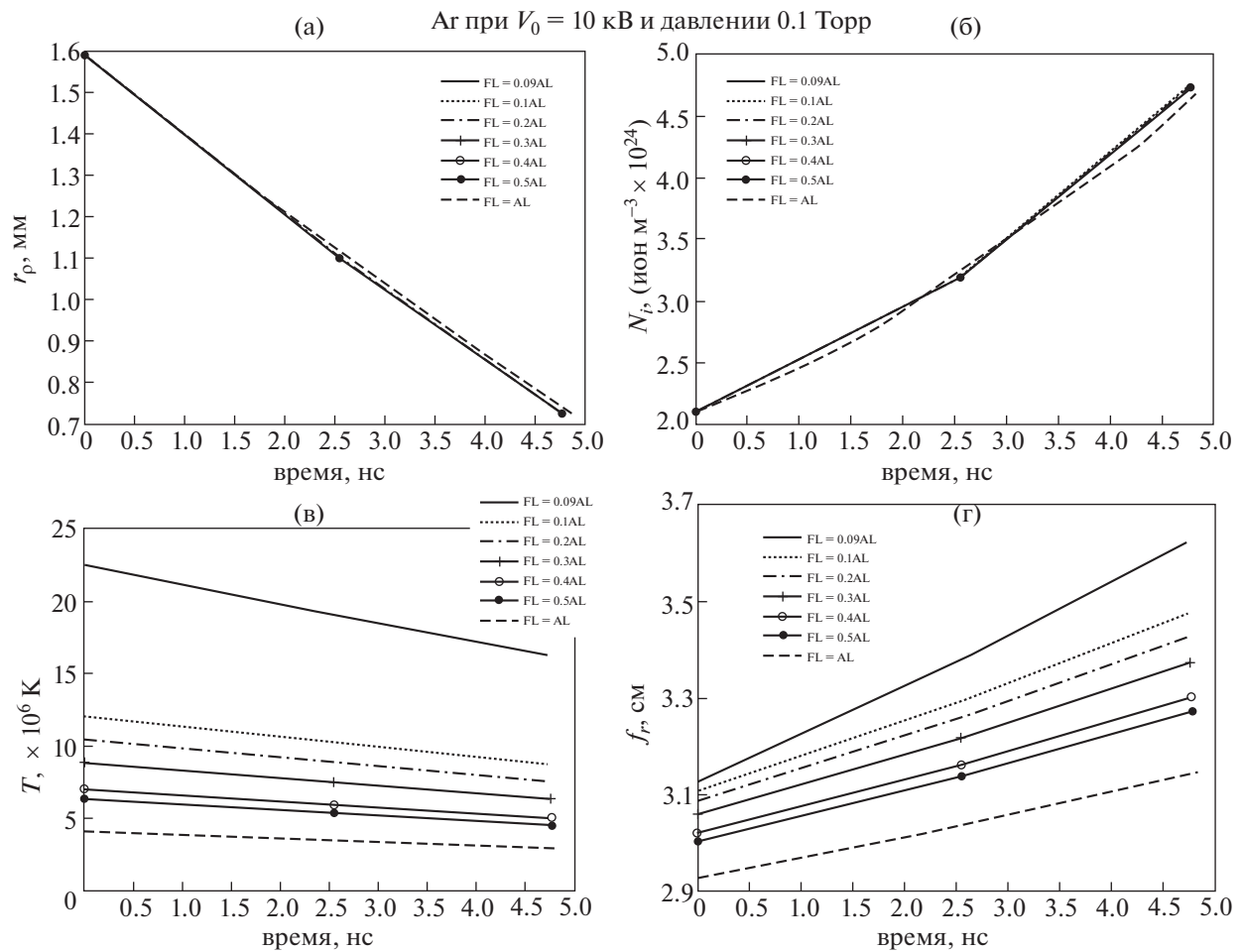


Рис. 8. Рассчитанные временные зависимости параметров пинча, которые влияют на эмиссию SXR, для разных длин феррита в разряде на Аг при $V_0 = 10$ кВ и давлении 0.1 Торр.

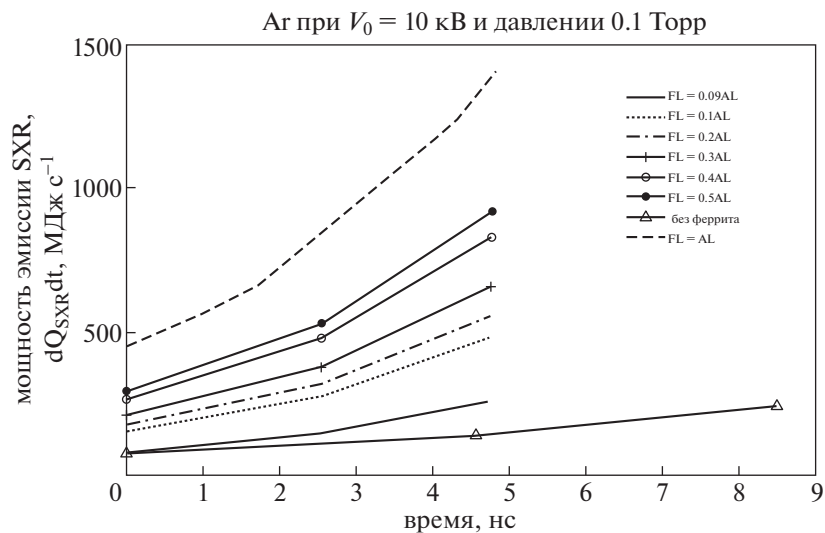


Рис. 9. Расчетные зависимости мощности эмиссии SXR от времени при различных длинах феррита.

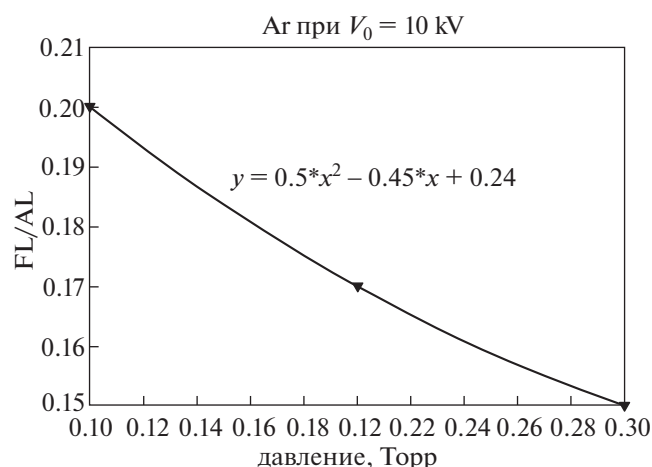


Рис. 10. Скейлинг для зависимости длины феррита от давления рабочего газа аргона при $V_0 = 10$ kV.

без ферритов, так и с ферритами. Из этого рисунка можно сделать вывод, что без ферритов $\alpha \approx 0.8$, а с ферритами $\alpha \approx 1$. Таким образом, за счет намагничивания феррита можно увеличить передачу энергии.

Временные зависимости интенсивности SXR, зарегистрированные с помощью отфильтрованных выходных электрических сигналов PIN-диода для двух разных случаев в экспериментах на APF, представлены на рис. 12. Отметим, что измерения сигнала PIN-диода, выполненные в плазменном фокусе на Ar при 0.1 Торр, показали, что применение ферритов увеличило интенсивность SXR более чем в два раза по сравнению со случаем, когда ферриты не использовались.

Зависимости выхода SXR, измеренные как средняя площадь под осциллограммой электриче-

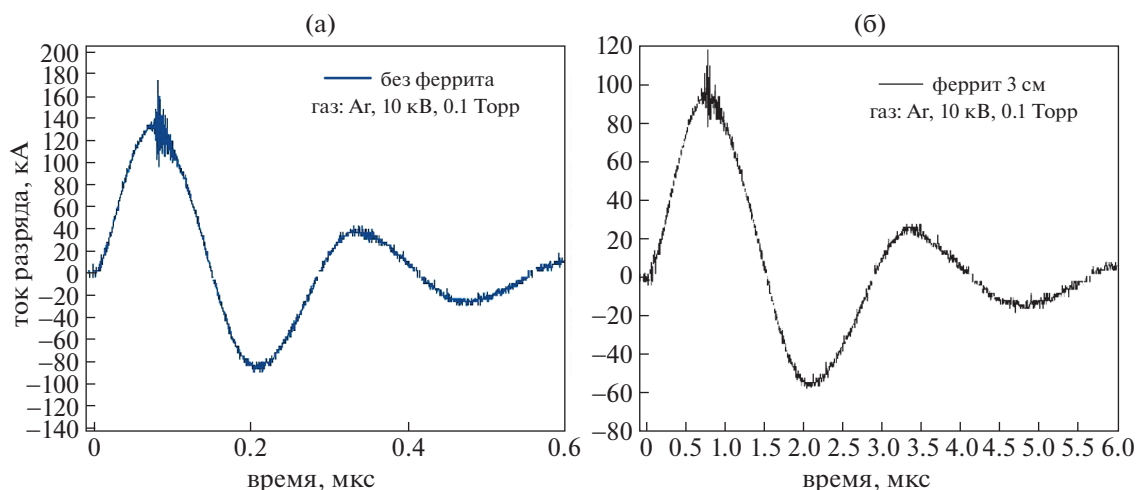


Рис. 11. Временные зависимости тока разряда в установке APF для двух режимов: (а) без феррита; (б) с ферритом, $FL = 3.0$ см.

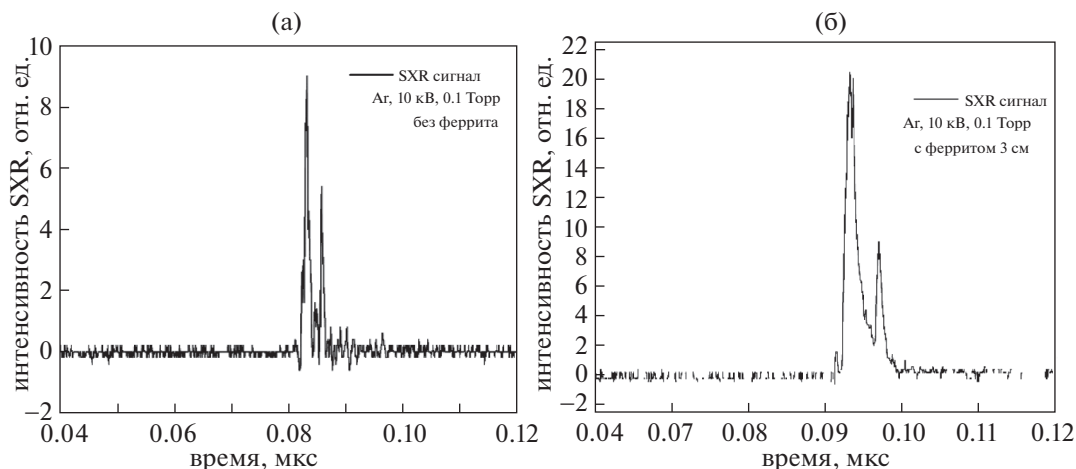


Рис. 12. Временная эволюция интенсивности SXR, зарегистрированной с помощью отфильтрованных выходных электрических сигналов PIN-диода на установке APF для двух случаев: (а) без феррита; (б) с ферритом, $FL = 3.0$ см.

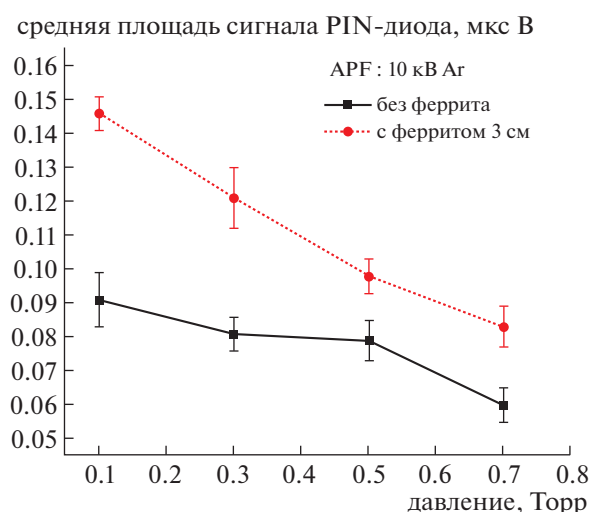


Рис. 13. Зависимости выходного сигнала SXR, определенные как средняя площадь под кривой электрического сигнала на выходе PIN-диода от давления Ar, полученные для двух типов разряда APF при $V_0 = 10$ кВс ферритом (кружки) и без него (квадратики).

ского сигнала на выходе PIN-диода (мкс · Вольт) от давления аргона, показаны на рис. 13. Кривые были получены для двух типов разряда APF с ферритом и без него, и соответственно обозначены круглыми и квадратными маркерами.

Заключительный рис. 13 показывает, что при использовании ферритов улучшается эмиссия SXR из APF при различном давлении аргона. Видно, что SXR эмиссия Ar соответственно возросла с 0.09, 0.082, 0.08 и 0.063 (мкс · Вольт) до 0.145, 0.122, 0.103 и 0.087 (мкс · Вольт) при давлениях 0.1, 0.3, 0.5 и 0.7 Торр.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе рассчитана оптимальная длина Ni–Zn-феррита, который усиливает SXR эмиссию Ar из установки APF. Расчет

основан на модифицированной версии кода с моделью Ли. Давление 0.05 Торр было оптимальным для передачи энергии в APF без ферритов, т.е. $\alpha = 1$. Хотя работа при более высоких давлениях может усилить эмиссию SXR, передача энергии ухудшалась. Этот недостаток был компенсирован Ni–Zn ферритами соответствующей длины: FL = 1.33 и 2.96 см. Длина феррита 2.96 см оказалась оптимальной, так как мощность SXR эмиссии стала наибольшей.

Скейлинг для APF, работающего на Ag при различных давлениях и напряжениях, имеет вид: $FL/AL = V_0(0.05 \times P^2 - 0.04 \times P + 0.024)$, где V_0 в кВ и P в Торр. Измерения показали, что при использовании ферритов выход SXR усиливается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee S. // J. Fusion Energy. 2014. V. 33. P. 319–335.
2. Barati H., Habibi M. // J. Fusion Energy. 2018. V. 38. P. 205–212.
3. Jafari H., Habibi M. // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 234.
4. Saw S.H. In *Proceedings of the International Conference on Plasma Science and Applications (ICPSA), Malaysia*. 2013. V. 32. P. 1460317.
5. Lee S., Saw H. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 062702.
6. Lee S., Rawat R.S., Lee P., Saw S.H. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. № 2. P. 023309.
7. Saw S.H., Lee S. // Energy Power Eng. 2010. P. 65–72.
8. Lee S., Saw S.H., Lee P.C.K., Rawat R.S., Schmidt H. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. № 11. P. 111501.
9. Saw S.H., Lee P.Ch.K., Rawat R.S., Lee S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. № 7.
10. Akeel M., Al-Hawat Sh., Saw S.H., Lee S. // J. Fusion Energy. 2010. V. 29. P. 223–231.
11. Barati H., Habibi M. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 219–227.
12. Habibi M., Amrollahi R., Attaran M. // J. Fusion Energy. 2010. V. 29. P. 119–123.
13. Coey J.M.D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.