

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.384.82

Е.В. Мамонтов, В.С. Гуров, А.А. Дягилев, Е.Ю. Грачев, В.В. Журавлев

РАДИОЧАСТОТНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО МАСС-РАЗДЕЛЕНИЯ ИОНОВ

Рассматриваются принципы времяпролетного масс-разделения немоноэнергетических ионов, основанные на свойствах пространственно-временной фокусировки линейных высокочастотных электрических полей. Получены зависимости периода и амплитуды секулярных колебаний ионов от параметров ВЧ поля. Для практической реализации радиочастотных времяпролетных масс-анализаторов ионов разработан метод образования двумерных линейных электрических полей системами плоских дискретных электродов.

Ключевые слова: *времяпролетное масс-разделение ионов, линейные электрические поля, плоские дискретные электроды, радиочастотный масс-рефлектор.*

Введение. В современной масс-спектрометрии широко используются приборы времяпролетного типа со статическими электрическими полями и приборы с гиперболоидными электродными системами, в которых масс-селективное разделение ионов осуществляется в переменных высокочастотных (ВЧ) полях. Времяпролетные масс-спектрометры обладают более высокой скоростью анализа, но имеют большие габариты анализатора и чувствительны к разбросу начальных скоростей ионов. Представляется интересным рассмотреть возможности создания на основе свойств линейных ВЧ-полей приборов, сочетающих полезные качества как времяпролетных, так и гиперболоидных масс-анализаторов. Достоинство ВЧ линейного поля как средства для масс-селективного разделения ионов состоит в инвариантности нормированных траекторий движения ионов $y(t)/y_m$ к изменению начальных координат частиц y_0 при нулевых начальных скоростях $v_0 = 0$ и к изменению начальных скоростей v_0 при нулевых начальных координатах $y_0 = 0$.

Следствием этого является независимость времени возвратного движения ионов с нулевыми координатами по одной из осей от энергии, углов влета и других координат частиц. Поэтому в линейных ВЧ полях можно осуществлять торможение, ускорение и простран-

ственно-временную фокусировку ионов со значительным объемом фазового пространства начальных параметров, что является привлекательным для создания времяпролетных масс-анализаторов нового типа – радиочастотных масс-рефлектонов [1, 2].

Цель работы – разработка принципов радиочастотного времяпролетного масс-разделения заряженных частиц в двумерных линейных электрических полях и методов образования таких полей системами плоских дискретных электродов.

Возвратные колебания заряженных частиц в линейных ВЧ электрических полях. Движение заряженных частиц в гармонических ВЧ полях с двумерным квадратичным распределением потенциала по одной из осей Y описывается уравнением Матье [3]:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + [a + 2q \cos(\omega t)]y = 0, \quad (1)$$

где $a = \frac{8eU}{r_0^2 \omega^2 m}$, $q = \frac{4eV}{r_0^2 \omega^2 m}$ – параметры Матье,

U, V, ω – постоянная составляющая, амплитуда и частота переменной составляющей питающего высокочастотного напряжения, r_0 – параметр электродной системы, e и m – заряд и масса ионов. Общее решение уравнения (1) имеет вид [4]:

$$y(t) = A \sum_{r=-\infty}^{\infty} C_{2r} \cos\left[(2r + \beta)\frac{\omega t}{2}\right] + B \sum_{r=-\infty}^{\infty} C_{2r} \sin\left[(2r + \beta)\frac{\omega t}{2}\right], \quad (2)$$

где A и B – постоянные интегрирования, C_{2r} – коэффициенты, зависящие от параметров a и q . В частном случае $a=0$, $q < 0.1$, когда справедливо $\beta \approx q/\sqrt{2}$, $C_0 = 0$, $C_{-2} = C_2$, $C_{-4} = C_4$, выражение (2) примет вид:

$$y(t) \cong A \cos\left(\frac{\beta\omega}{2}t\right) + B \sin\left(\frac{\beta\omega}{2}t\right). \quad (3)$$

Значения постоянных интегрирования определяются начальными координатами y_0 и начальными скоростями v_{0y} ионов $A = y_0$, $B = 2v_{0y}/\beta\omega$.

При малых значениях $\beta < 0.1$ движение ионов в первом приближении описывается медленной составляющей с частотой $\Omega = \omega\beta/2$. Известно [4], что в статическом электрическом поле колебания заряженных частиц по одной из координат описываются аналогичным (3) выражением. Равенство частот колебаний ионов в статическом и ВЧ поле достигается при условии:

$$U_p = eV^2/r_0^2\omega^2m, \quad (4)$$

где U_p – постоянное напряжение, называемое псевдопотенциалом.

Учитывая, что в двумерном линейном ВЧ поле с $a=0$ движение ионов по обеим осям X и Y описывается гармоническими функциями, траектории заряженных частиц в плоскости XOY представляют собой эллипсы (рисунок 1).

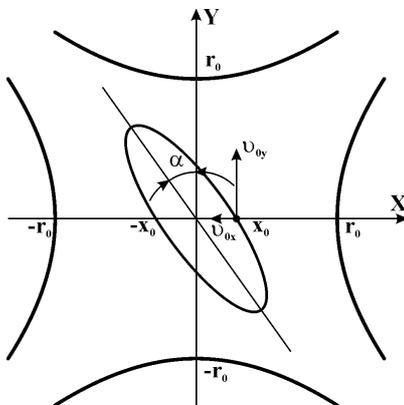


Рисунок 1 – Схема электродной системы квадрупольного анализатора и траектории движения ионов в высокочастотном электрическом поле с параметрами $a=0$, $q=0.1$

Для времяпролетного масс-разделения ионов в линейных ВЧ полях интересен случай ввода в пространство дрейфа заряженных частиц с нулевыми по оси Y координатами $y_0 = 0$ и ненулевыми скоростями $v_{0y} > 0$. Выражение (3) при этом преобразуется к виду:

$$y(t) \cong \frac{2v_{0y}}{\beta\omega} \sin\left(\frac{\beta\omega}{2}t\right). \quad (5)$$

Согласно (5) за половину периода secularного колебания $t_A = 2\pi/\beta\omega$ ионы в линейном ВЧ поле без постоянной составляющей совершают возвратное колебание от начальной координаты $y(0) = 0$ до конечной координаты $y(t_A) = 0$ (рисунок 2). Принимая во внимание значение параметра $\beta \ll 1$ для времени дрейфа ионов, получаем:

$$t_A \cong \frac{\pi r_0^2 \omega}{\sqrt{2} eV} m. \quad (6)$$

Из выражений (5) и (6) видно, что время возвратного движения ионов t_A не зависит от начальных координат x_0 и скоростей ввода v_{0x} , v_{0y} ионов. Таким образом, линейное ВЧ поле без постоянной составляющей ($a=0$) при малых $\beta < 0.1$ осуществляет пространственно-временную фокусировку в плоскости $y=0$ ионов по энергиям, углам влета и начальным координатам x_0 .

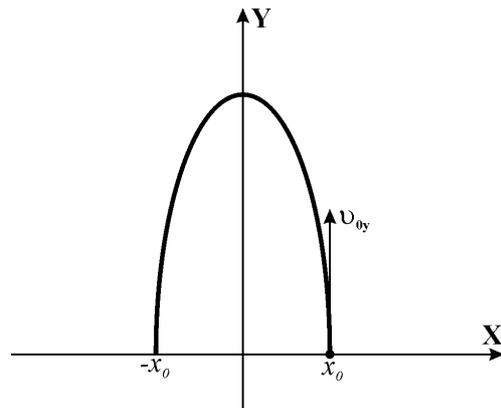


Рисунок 2 – Возвратное колебание в высокочастотном электрическом поле ионов с начальными параметрами $x_0, y_0=0, v_{0x}=0, v_{0y}$

При возвратном колебании по оси Y ионы с начальными параметрами $y_0 = 0$, $v_{0y} > 0$ на интервале $0 < t < t_A/2$ испытывают тормозящее, а на интервале $t_A/2 < t < t_A$ – ускоряющее действие ВЧ поля. Поэтому устройство, образующее в полупространстве $y > 0$ двумерное линейное ВЧ

поле, можно рассматривать как отражатель ионов – радиочастотный масс-рефлектор.

При $t = t_A/2$ колебания ионов по оси Y достигают амплитудного значения $y_m = 2v_{0y}/\beta\omega$, максимальная величина которого ограничена размером анализатора $y_m < r_0$. Это условие определяет диапазон энергий вводимых в пространство дрейфа ионов:

$$0 < W_{0y} < \frac{e^2 V^2}{r_0^2 \omega^2 m}. \quad (7)$$

Диапазон углов влета и начальных координат x_0 определяется движением ионов по оси X:

$$x(t) = x_0 \cos\left(\frac{\beta\omega}{2}t\right) + \frac{2v_{0x}}{\beta\omega} \sin\left(\frac{\beta\omega}{2}t\right). \quad (8)$$

Из рассмотрения (3) и (8) следует, что временная фокусировка ионов в плоскости $y = 0$ осуществляется при всех углах влета $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$ и начальных координатах $x_0 < r_0$.

Широкий диапазон энергии, углов влета и начальных координат x_0 определяет значительный объем фазового пространства анализируемых ионов в процессе их дрейфа в линейном ВЧ поле. Это создает условия для кардинального увеличения количества анализируемых ионов без повышения предельных с точки зрения разрешающей способности времяпролетного анализатора плотностей объемного заряда ионов, что позволит повысить чувствительность и расширить динамический диапазон масс-спектрометров времяпролетного типа.

Образование двумерных линейных электрических систем из плоских дискретных электродов. Для масс-разделения ионов по времени пролета в линейных ВЧ полях могут использоваться электродные системы монопольного типа [1], размер рабочей области с квадратичным распределением потенциала по оси Y которых ограничен минимальным расстоянием r_0 гиперболического (цилиндрического) электрода от оси системы. В этом случае амплитуды колебаний по оси дрейфа Y и соответственно энергии ввода ионов будут ограничены габаритными размерами анализатора. Для увеличения энергии ионов потребуется увеличить размеры анализатора по всем трем осям.

Эффективно задача образования электрических полей для времяпролетного масс-разделения ионов решается с использованием свойств изотропности колебаний ионов в двумерных линейных ВЧ полях без постоянной сос-

тавляющей ($a = 0$) при малых значениях параметра Матье $q < 0.1$: согласно (3) и (8) при всех значениях начальных параметров x_0 , v_{0x} , y_0 , v_{0y} колебания ионов на плоскости XOY происходят по эллиптическим траекториям с секулярной частотой $\Omega = \omega\beta/2$. Это означает, что ось дрейфа при времяпролетном масс-разделении ионов в двумерном линейном ВЧ поле может иметь любое направление.

Осуществим поворот системы координат двумерного квадрупольного анализатора (рисунков 1) на угол $\varphi = -\pi/4$. Тогда в новой системе координат распределение потенциала в квадрупольной системе будет описываться выражением [5]:

$$\varphi(x, y) = \frac{2\varphi_0}{r_0^2} xy. \quad (9)$$

При этом анализатор для времяпролетного масс-разделения ионов с двумерным линейным электрическим полем в полупространстве $y > 0$ будет состоять из двух гиперболических электродов с противофазными ВЧ потенциалами φ_0 , $-\varphi_0$ и одного заземленного плоского электрода (рисунок 3). В таком анализаторе рабочая область для масс-разделения ионов оказывается вытянутой вдоль оси дрейфа Y. Это позволяет в 2...2,5 раза увеличить амплитуду колебаний y_m по сравнению с геометрическим параметром электродной системы $r_0 = \sqrt{2x_m y_m}$. Но и в этой системе для достижения требуемой точности распределения потенциала поля размеры электродов x_a и y_a по осям X и Y должны быть соизмеримыми и габариты анализатора оказываются неприемлемыми.

Из выражения (9) следует, что распределение потенциала на границах $x = \pm x_m$, $y = y_m$ рабочей области анализатора описывается функциями:

$$\varphi(y) = \pm \frac{2\varphi_0 x_m}{r_0^2} x, \quad \varphi(x) = \frac{2\varphi_0 y_m}{r_0^2} y. \quad (10)$$

Так как (10) являются линейными функциями координат x и y , двумерное линейное поле может быть создано с помощью системы из плоских электродов с линейным по одной из координат распределением потенциала. Непрерывное линейное распределение ВЧ потенциала на проводящей плоскости создать сложно. Эффективно задача решается с помощью плоских электродов с дискретно-линейным распределением потенциала [5].

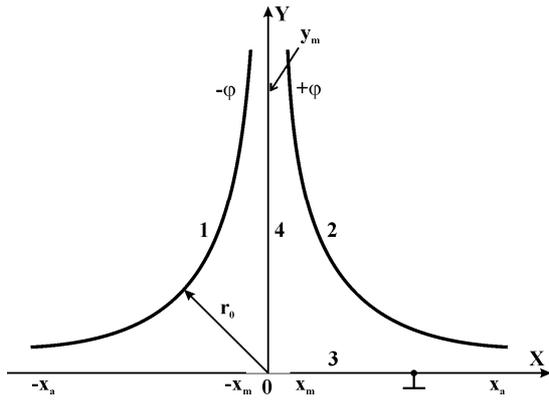


Рисунок 3 – Электродная система времяпролетного анализатора с гиперболическими 1, 2 и плоским 3 электродами, 4 – рабочая область

Схема электродной системы с линейно-дискретным распределением потенциала на плоских границах для образцования двумерных линейных электрических полей показана на рисунке 4.

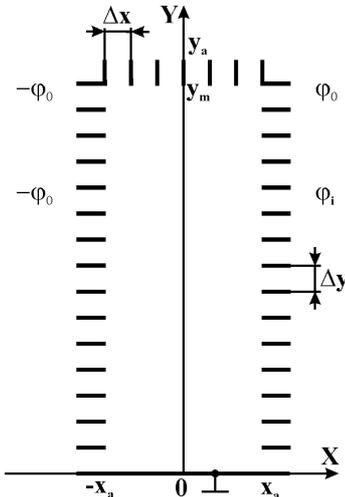


Рисунок 4 – Схема электродной системы с линейно-дискретным распределением потенциала на плоских границах $\phi_i = i \cdot \Delta\phi$, $i = 1, 2, 3 \dots n$, $\Delta\phi = \phi_0/n$

Система состоит из заземленной поверхности $y = 0$ и трех поверхностей $x = \pm x_a$, $y = y_a$ с дискретно-линейным распределением потенциала $\phi_i = i \cdot \Delta\phi$, где $i = 1, 2, 3 \dots n$ – номер дискретного элемента, $\Delta\phi = \phi_0/n$. Достоинство такой системы заключается в сокращении размеров анализатора по осям X и Z и возможности образования двумерных линейных электрических полей с требуемым соотношением размеров x_a , y_a рабочих областей. Применение таких систем в качестве анализаторов времяпролетных масс-спектрометров требует оценки степени отклонения распределения потенциала в рабочей области от идеального распределения (9), возникающего из-за дискретности задания потенциала на границах области. Оценка выпол-

нялась путем компьютерного моделирования электрических полей с использованием программы «Focus_pro», позволяющей эффективно и с высокой точностью рассчитывать поля, создаваемые многоэлементными электродными системами [6]. В качестве критерия точности использовалось нормированное отклонение расчетного распределения потенциала $\phi_p(x, y)$ от идеального $\phi(x, y)$:

$$\delta_\phi = \frac{\phi_p - \phi}{\phi} \tag{11}$$

Исследовался анализатор с плоскими дискретными электродами с параметрами: $x_a = 18$ мм, $y_a = 180$ мм, $r_0 = \sqrt{2x_m y_m} = 80.5$ мм. На рисунке 5 приведены зависимости погрешности δ_ϕ от шага дискретности Δy в различных сечениях $x = x_s$, анализатора. Из-за дискретности граничных поверхностей в сечениях анализатора $x = x_s$ близких к x_a , наблюдается волнообразный характер распределения потенциала вдоль координаты y , поэтому с увеличением x_s погрешность распределения δ_ϕ возрастает. Требуемая точность поля может достигаться выбором шага дискретности Δy . Пороговое значение шага дискретизации Δy_m , при превышении которого погрешность распределения потенциала быстро возрастает, зависит от расстояния между границами анализатора и рабочего поля $\Delta y_m < (y_a - y_m)$. При $\Delta y \leq 1.8$ мм отклонение распределения потенциала от идеального в области $|x| \leq 16$ мм не превышает величины $\delta_\phi \leq 10^{-4}$. Если рабочую область ограничить размером $|x| \leq 13$ мм, $y_a \leq 140$ мм, то погрешность $\delta_\phi \leq 10^{-4}$ достигается при шаге дискретизации $\Delta y \leq 4.5$ мм. Распределение погрешности потенциала вдоль оси дрейфа Y в сечении анализатора $x_s = 15$ мм приведено на рисунке 6. Отклонение поля от идеального заметно возрастает с приближением к границе анализатора $y_a = 180$ мм. Размер рабочей области $y_m = 14$ мм по оси дрейфа Y с погрешностью поля $\delta_\phi \leq 10^{-4}$ оказался значительно меньше размера анализатора y_a ($y_m = 0.78 y_a$), что при равенстве $\Delta y = \Delta x$ объясняется на порядок большей относительной величиной дискретности $\Delta x/x = 10 \Delta y/y$. Рабочая область анализатора в направлении оси

дрейфа может быть расширена путем уменьшения шага дискретности Δx электрода в плоскости $y = y_a$.

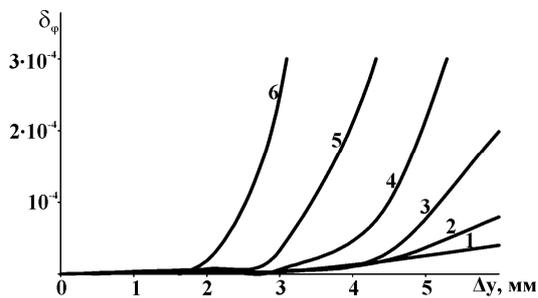


Рисунок 5 – Зависимости относительного отклонения распределения потенциала от шага дискретизации Δy электродной системы в различных сечениях рабочей области: кривые 1-6 при $x_s = 11 - 16$ мм

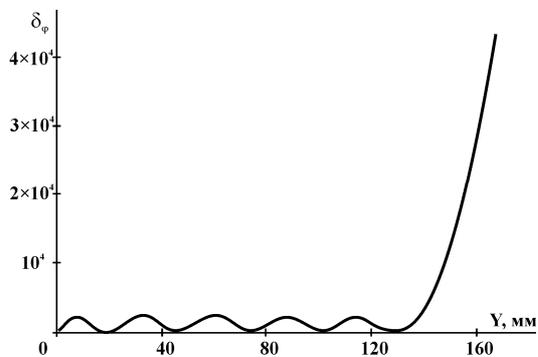


Рисунок 6 – Распределение отклонения потенциала вдоль оси дрейфа в сечении $x = 15$ мм анализатора с дискретными электродами, шаг дискретности $\Delta y = 3$ мм

Времяпролетное масс-разделение ионов в линейном ВЧ электрическом поле. Фокусирующие свойства линейных ВЧ электрических полей, а также возможности их образования системами из плоских дискретных электродов явились основой для создания времяпролетного масс-анализатора нового типа – радиочастотного масс-рефлектрона. Аналитические возможности такого рода анализаторов демонстрируют результаты компьютерного моделирования траекторий движения ионов, представленные на рисунках 7-9. Исследовался анализатор с плоскими дискретными электродами с параметрами $x_a = 18$ мм, $y_a = 180$ мм, $\Delta y = \Delta x = 2$ мм, $V = 1000$ В, $f = 1$ МГц. Траектории движения ионов на рисунке 7 показывают фокусирующие свойства линейных ВЧ электрических полей по энергиям, начальным координатам и углам влета. При времени дрейфа ионов с $m = 100$ а.е.м. $t_A = 94.94$ мкс расфокусировка ионных пакетов в

плоскости $y = 0$ во всех случаях не превышает величины $\Delta t \leq 5$ нс, что соответствует достижимой разрешающей способности $R = 2 \cdot 10^4$.

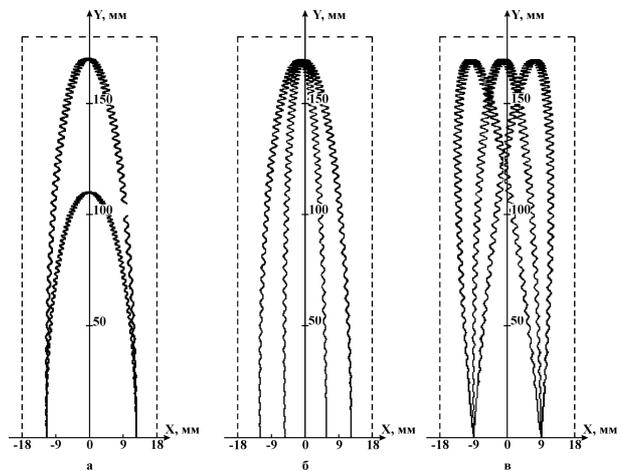


Рисунок 7 – Траектории движения ионов с $m = 100$ а.е.м. в анализаторе с плоскими дискретными электродами: а, б, в – с различными энергиями $W = 5, 10$ эВ; координатами $x_0 = 6, 13$ мм; углами влета $\alpha = 87^\circ, 90^\circ, 92^\circ$

Представление о диапазонах энергий и углов влета ионов радиочастотного масс-рефлектрона дают зависимости на рисунке 8. Сверху диапазон энергий ограничен величиной $W_{\max} = 14$ эВ, соответствующей границе точного поля анализатора $y_m = 140$ мм, где погрешность распределения потенциала не превышает величины $\delta_\phi \leq 10^{-4}$. В этом диапазоне начальных энергий изменение начальных координат ионов в пределах $0 \leq x \leq 6$ мм создает временную расфокусировку $\Delta t / t_A \leq 5 \cdot 10^{-5}$, а в ограниченном интервале $x_0 = \pm 0.5$ мм временная расфокусировка не превышает величины $\Delta t / t_A \leq 10^{-5}$.

Возможности фокусировки ионов по углам влета ограничены размерами анализатора x_a и y_a . Максимальные углы влета иона с учетом дискретности электродов определяются выражением:

$$\alpha_{\max} = \arctg[(x_a - x_0 - \Delta y) / y_a]. \quad (12)$$

Из результатов моделирования на рисунке 8,б видно, что расфокусировка из-за углов влета $|\alpha| < \alpha_{\max}$ оказывается на порядок слабее, чем из-за начальных энергий и координат.

Более полное представление о селективных свойствах радиочастотного масс-рефлектрона дает аппаратная функция – зависимость дифференциального коэффициента пропускания анализатора от времени дрейфа ионов $\eta(t_A)$.

Построенная по результатам компьютерного моделирования траекторий движения $5 \cdot 10^3$ ионов с равномерно распределенными в диапазонах $W_0 = 4 \dots 13$ эВ, $|\alpha| < 2^\circ$, $x_0 = 5 \dots 6$ мм начальными параметрами форма массового пика радиочастотного масс-рефлектрона приведена на рисунке 9.

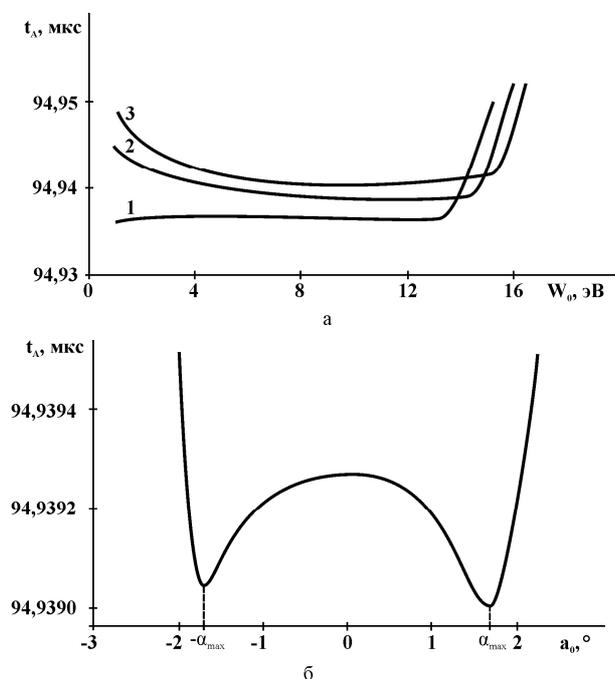


Рисунок 8. Зависимости времени дрейфа ионов:
 а – от энергии влета, 1, 2, 3 – для $x_0 = 0, 4, 6$ мм;
 б – от углов влета

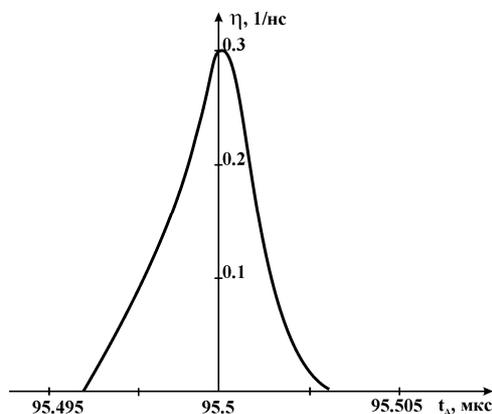


Рисунок 9 – Форма массового пика радиочастотного масс-рефлектрона с плоскими дискретными электродами

При выполнении условия $\alpha < \alpha_{max}$, когда исключается рассеяние ионов в нелинейном поле вблизи дискретных электродов, реализуется режим 100%-го прохождения ионов через пространство дрейфа времяпролетного анализатора при отсутствии «хвостов» у массовых пиков. Разрешающая способность по уровню 0.5 массовых пиков $R_{0.5} = 1.5 \cdot 10^4$, достигнутая при

моделировании, ограничивалась точностью линейности поля в пространстве дрейфа анализатора $\delta_\phi \leq 5 \cdot 10^{-5}$.

Заключение. Линейные ВЧ электрические поля без постоянной составляющей при малых значениях параметра Матье $q < 0.1$ могут осуществлять торможение, ускорение и пространственно-временную фокусировку ионов. Это является основой для создания времяпролетных масс-спектрометров с динамическими полями – радиочастотных масс-рефлектронах с линейной шкалой масс. Фокусировка ионов по энергиям, координатам и углам влета в радиочастотных масс-рефлектронах значительно расширяет объем фазового пространства и повышает предельные значения объемного заряда анализируемых ионов, что является основой для улучшения аналитических характеристик и расширения возможностей применения времяпролетных масс-спектрометров. Для образования протяженных вдоль одной из осей двумерных линейных электрических полей могут использоваться системы из плоских с дискретно-линейным распределением потенциала электродов, выполненные в виде емкостных или индуктивных делителей ВЧ напряжения. Более эффективными являются времяпролетные масс-анализаторы с плоскими электродами из множества дискретных эквипотенциальных элементов. Достижимая разрешающая способность таких масс-анализаторов при 100%-ом пропускании ионов составляет несколько десятков тысяч.

Библиографический список

1. Мамонтов Е.В., Гуров В.С., Филиппов И.В., Дятлов Р.Н. Времяпролетное разделение ионов по удельному заряду в ВЧ полях с квадратичным распределением потенциала // Журнал технической физики (2007). Т.77. №7. С.139-142.
2. Гуров В.С., Мамонтов Е.В., Филиппов И.В., Дягилев А.А. Времяпролетный масс-спектрометр с линейным ВЧ полем // Вестник РГРТУ (2008). №23. С. 131-134.
3. Мак-Лахлан Н.В., Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ. 1953.
4. Dawson, P.H. (ed.) Quadrupole Mass Spectrometry and its Applications // Elsevier, Amsterdam (1976).
5. Гуров В.С., Мамонтов Е.В., Дягилев А.А. Электродные системы с дискретным линейным распределением высокочастотного потенциала для масс-анализаторов заряженных частиц // Масс-спектрометрия (2007). №4 (2). С. 139-142.
6. Гуров В.С., Трубицын А.А., Мамонтов Е.В., Дягилев А.А. Решение плоской задачи Дирихле методом граничных элементов // Вестник РГРТУ. Рязань (2008). №24. С.91-94.

УДК 621.313.(075), 519.92

А.К. Мусолин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМАХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Показаны взаимосвязанные по электромагнитной тематике направления научно-исследовательских работ, проводимых на кафедре автоматизации информационных и технологических процессов, по разработке новых теоретических и практических основ анализа и управления электромагнитными полями и процессами с использованием математических и физических моделей для решения задач прямого преобразования электрической энергии в тепловую, кинетическую в задачах контроля, диагностики и прогнозирования состояния технических средств коммутации и передачи электрической энергии.

Ключевые слова: электромагнитное управление, электродуговая печь, линейный электродвигатель, анализатор предвестников аварий.

Научно-исследовательские работы на кафедре автоматизации информационных и технологических процессов (АИТП) более 40 лет велись под руководством профессора Миловзорова В.П. в области элементов и устройств автоматики и информатики на основе исследований электромагнитных процессов [1] в мощных регуляторах напряжения [2], в электроприводах [3], в информационных системах [4], источниках и системах электропитания РЭА [5, 6]. По данному направлению было защищено 3 докторских и 47 кандидатских диссертаций. Новизна разработок подтверждается получением сотрудниками кафедры АИТП более 150 авторских свидетельств и патентов.

В настоящее время на кафедре сохранилась данная тематика и научно-исследовательские работы ведутся по следующим направлениям:

- разработка теоретических основ процесса электромагнитного управления направлением горения дугового разряда в электродуговых печах постоянного тока;

- разработка теоретических основ и практических решений электромеханических преобразователей на основе линейного электромагнитного двигателя;

- разработка теоретических основ и практических решений по обнаружению и классификации предвестников аварий и пожаров в электроэнергетических системах.

Объектом исследования *по первому направлению* являются широко используемые в литейном производстве электродуговые печи,

работающие на постоянном токе (ЭДППТ) [7].

Под воздействием внешнего магнитного поля, создаваемого токоподводящими проводниками и намагничивающейся несущей стальной конструкцией печи, происходит смещение направления горения электрической дуги (высокотемпературная плазма, состоящая из электронов, ионов и других заряженных частиц) в направлении, определяемом суммарным магнитным полем, что приводит к локальному перегреву и выжиганию части футеровки. В результате локального перегрева и последующего разрушения футеровки сокращается число плавов металла до восстановительного ремонта, и производительность печи снижается.

Ввиду сложности выявления влияния магнитных полей на направление горения электрической дуги в ЭДППТ в практическом их исполнении целесообразно исследовать данные процессы с помощью методов математического моделирования.

Таким образом, актуальными являются исследования на основе математического моделирования, численных методов и комплексов программ, направленные на решение научно-технической задачи по созданию высокоэффективной системы управления направлением горения электрической дуги в электродуговой печи постоянного тока.

Целью данного направления является повышение производительности и безопасности работы электродуговой печи постоянного тока при условии увеличения срока службы футеро-

вочного корпуса.

Научная новизна направления определяется разработкой математических моделей описания процессов электромагнитного управления направлением горения дуги в электродуговых печах постоянного тока и созданием на основе этих моделей эффективных алгоритмов численного решения задач динамики потоков заряженных частиц в скрещенных электрическом и внешних магнитных полях электродуговой печи постоянного тока и разработка метода расчета траектории движения электронов в условиях столкновений с молекулами газа.

По результатам компьютерного моделирования и экспериментальных работ были выработаны рекомендации по введению изменений в конструкцию дуговой сталеплавильной печи емкостью 20 тонн на предприятии ОАО «Тяжпрессмаш» г. Рязани, касающиеся создания и регулирования компенсирующего магнитного поля, с целью управления положением дуги в различных режимах плавки.

С целью возбуждения магнитного поля с составляющей по оси симметрии системы, обеспечивающей фокусировку электронного потока на расплав металла и пространственную устойчивость горения дуги, необходимо разместить на корпусе печи три соленоида, угол между осями которых составляет 120° (рисунок 1).

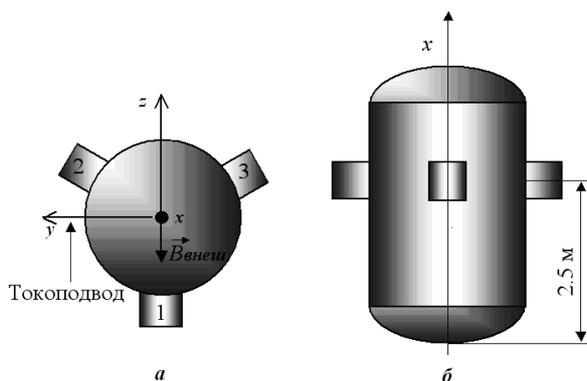


Рисунок 1 – Расположение соленоидов (1, 2, 3) на корпусе печи: а - вид сверху, б – профиль

Для установки требуемых величины и направления компенсирующего магнитного поля в различных режимах работы сталеплавильной печи (плавление шихты, окисление, восстановление) питание соленоидов можно осуществлять от управляемых источников тока, от ПЭВМ или от контрольно-измерительной системы температурного поля футеровочного корпуса.

Результаты экспериментальных исследований доказали принципиальные возможности управления направлением горения дуги в печах постоянного тока с помощью электромагнитов и

позволили увеличить число плавов до остановки на ремонт исследуемой печи в два раза за счет снижения износа футеровки печи.

Результаты работы по данному направлению используются в учебном процессе кафедры АИТП при изучении дисциплин «Моделирование систем», «Автоматизация технологических процессов и производств», а также при курсовом и дипломном проектировании.

Целью исследований *по второму направлению* является создание теоретических предпосылок для замены существующего малоэффективного по энергетике механического, гидравлического, пневматического, кузнечно-прессового оборудования на конкурентоспособные на мировом рынке электромеханические системы прямого преобразования электромагнитной энергии в кинетическую ударного типа.

Актуальность данного направления не вызывает сомнения, так как в основу работы положена идея использования трубчатого линейного электродвигателя (ЛЭД) в машинах ударного типа для преобразования электрической энергии сети в кинетическую энергию бойка, исключая промежуточное преобразование энергии и сложные кинематические связи.

В данном направлении исследуется комбинированный электромеханический преобразователь [8], в котором объединены принципы работы тяговых электромагнитов и трубчатого ЛЭД [9]. Рабочий орган ЛЭД сочленен с рабочими органами тяговых прямоходовых электромагнитов, образуя единое целое.

На рисунке 2 показана конструкция статора и ротора трубчатого ЛЭД.



Рисунок 2 – Конструкция статора и ротора трубчатого ЛЭД

Внешнее стальное ядро имеет вид трубы, внутри которой располагаются перемежающиеся между собой плоские дисковые катушки (обмотки статора) и металлические шайбы, составляющие активный слой индуктора. Катушки двигателя соединяются группами и образуют обмотки отдельных фаз двигателя.

Внутри статора помещается вторичный элемент трубчатой формы (ротор), выполненный из ферромагнитного материала. При подключении к сети обмоток статора вдоль его внутренней поверхности образуется бегущее магнитное поле, которое индуцирует в теле ротора токи, направленные по его окружности.

В ходе работы по данному направлению спроектирован и собран опытный образец, представляющий собой коаксиальный ЛЭД, изображенный на рисунке 3.



Рисунок 3 – Внешний вид опытного образца трубчатого ЛЭД

Проведены испытания образца, которые доказали работоспособность данной конструкции и подтвердили правильность предварительных теоретических расчетов, а также указали на некоторые недостатки исследуемого образца, устранение которых ведется в данный момент на спроектированных и изготовленных на ОАО «Тяжпрессмаш» г. Рязани функциональных узлах кузнечного молота средней мощности.

Важным моментом является внедрение современных средств автоматизации на основе частотных преобразователей и программируемых логических контроллеров в систему управления комбинированного электромеханического преобразователя.

Основными критериями в исследованиях данного направления являются: минимизация энергетического потребления; синхронизация работы ЛЭД и тяговых электромагнитов; обеспечение требуемого быстродействия комбинированной системы электромеханических преобразователей.

Сложность задачи состоит в том, что различные типы электромеханических устройств

преобразователя требуют различных типов источников электропитания, в связи с этим необходимо использовать программируемый контроллер, который координирует работу всех питающих сетей применительно к времени срабатывания устройств и необходимой мощности всей системы.

Инновационная направленность исследований заключается в создании нового класса конкурентоспособного на мировом рынке кузнечно-прессового оборудования на основе электромеханических преобразователей с использованием трубчатых ЛЭД.

В третьем направлении исследуется метод обнаружения и классификации предвестников искрения и определение по динамике их трансформации времени, оставшегося до возникновения возгорания газовых смесей или компонентов электрической сети.

По статистике МЧС РФ (приведенной на официальном сайте) каждый пятый пожар в РФ происходит от искрения в электрической сети. Известные системы пожарной сигнализации не обладают возможностью прогнозирования времени начала пожара и регистрируют только момент его возникновения. Скорость распространения огня в некоторых помещениях очень высокая и достигает до 25 метров в минуту, а скорость разлета расплавленных частиц металла достигает 11 метров в секунду при температуре 2050-2700 градусов. В результате в момент прибытия пожарной команды большая часть помещений, имущества оказываются уничтоженными огнем и осуществить спасение застигнутых пожаром людей уже невозможно.

Для предотвращения пожара необходимо иметь информацию, где и в какое время он произойдет, чтобы заранее устранить причины возгорания, а не работать в режиме пожарной команды, т.е. от тушения пожаров перейти к их предотвращению. Актуальность проекта со временем будет только возрастать, так как на многих объектах ЖКХ износ электрооборудования превышает 70 %.

Большинство пожаров в электроэнергетических коммуникациях не происходят мгновенно, им предшествуют закономерные изменения состояний коммутационных элементов, электрической проводки, которые, в свою очередь, можно обнаружить по динамике и характеру появления предвестников пожаров и аварий. Динамика изменений состояния электрической сети тесно связана с изменением физических и химических свойств, что, в свою очередь, соответствует последовательному появлению определенных классов предвестников аварий и пожаров.

Предлагаемый метод, базирующийся на изобретении авторов [10], открывает новое направление по созданию устройств, способных указывать время, оставшееся до возникновения пожара, и наиболее возможную неисправность, что позволяет, зная наиболее вероятный запас времени, осуществить предотвращение пожаров от искрения в электрических сетях.

Построение метода основано на том, что физический процесс возгорания не может произойти мгновенно, ему предшествует множество других связанных друг с другом процессов, имеющих свои закономерности и динамику развития от нескольких наносекунд до нескольких лет, которые сигнализируют о своем существовании на определенном этапе определенной комбинацией сигналов-предвестников аварийных ситуаций. Основная задача состоит в обнаружении и классификации предвестников искрения на начальных стадиях, когда они замаскированы на фоне сетевых помех, и в формировании адекватной модели распределения классов предвестников искрения, работающей с обратным отсчетом времени.

Алгоритм обнаружения и классификации предвестников аварий и пожаров в электрических сетях приводится ниже:

- 1) напряжение диагностируемой электрической сети фильтруют;
- 2) преобразуют в дискретный сигнал;

3) производят обнаружение сигнала, соответствующего предвестнику искрения;

4) формируют идентификационные кодовые слова (кс), соответствующие моменту появления сигнала относительно:

а) перехода через ноль напряжения диагностируемой сети - (кс 1);

б) количества импульсов («пикселей искрения») в сигнале - (кс 2);

в) интенсивности появления сигнала по времени - (кс 3),

г) позиции сигнала при блочной структуре искрения - (кс 4);

5) полученные четыре идентификационных кодовых слова - (кс1, кс 2, кс 3, кс 4) объединяют в кодовое слово, соответствующее классу искрения (кс 5);

6) сравнивают (кс 5) с $F(кс) t$ - моделью зависимости распределения класса искрения от времени, оставшегося до возникновения предположительной ситуации;

7) полученный код преобразуют в числовое значение времени (1 час, 2 час...n час.);

8) выполняют индикацию оставшегося времени до возникновения предположительной ситуации;

9) формируют команды «Предупреждение» или «Авария».

Временные диаграммы, реализующие рассмотренный выше алгоритм, представлены на рисунке 4.

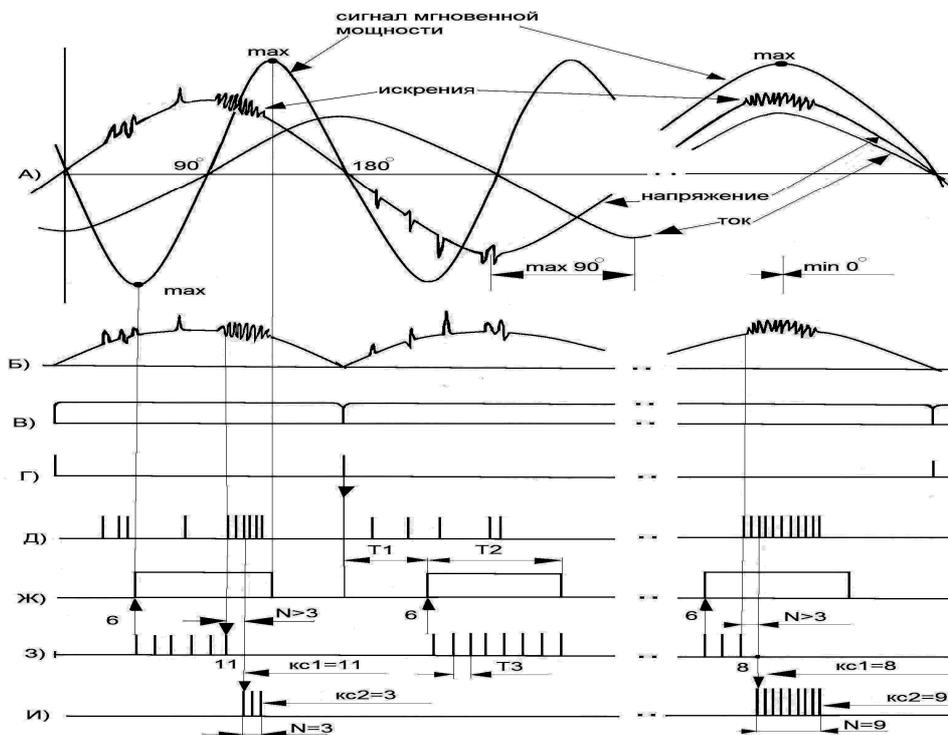


Рисунок 4 – Временные диаграммы, поясняющие функционирование устройства определения времени, оставшегося до возникновения предположительной ситуации

На рисунке 4 приведены следующие временные диаграммы и этапы преобразования сигналов:

а) эпюры напряжения, тока, мгновенной мощности. В левой части приведены эпюры при максимальной (max) угловой разнице между напряжением и током (косинус фи равен 90 градусов); в правой части – эпюры при отсутствии фазового сдвига между током и напряжением диагностируемой сети. На эпюре напряжения показаны сигналы помех и сигналы, соответствующие процессам искрения;

б) эпюра выпрямленного напряжения диагностируемой сети, с преобразованием в двухполупериодный сигнал;

в) преобразование полупериода напряжения в прямоугольный сигнал;

г) формирование по переднему фронту сигнала, соответствующего переходу напряжения диагностируемой сети через ноль;

д) преобразование отфильтрованного сигнала с помощью компарирования в дискретный импульсный сигнал;

ж) формирование интервала времени (T2), равного по длительности максимальному рас-

стоянию между максимальными значениями мгновенной мощности за полупериод при максимально возможной угловой разнице фаз между током и напряжением диагностируемой сети;

з) формирование тактовых импульсов с периодом (T3) повторения каждого, равным суммарной длительности первых трех или более импульсов N дискретного сигнала, синхронизация тактовых импульсов с переходом через ноль диагностируемой сети (T1). В интервале (T3) между тактовыми импульсами, в сформированном временном интервале (T2) считают дискретные импульсы, при поступлении более трех импульсов формируют первое идентификационное кодовое слово (кс1);

и) с момента формирования первого идентификационного кодового слова (кс1) считают дискретные импульсы по заднему фронту интервала (T2) времени, преобразуют количество импульсов во второе идентификационное кодовое слово (кс2).

Структурная блок-схема устройства, синтезированная на базе временных диаграмм рисунка 4, приведена на рисунке 5.

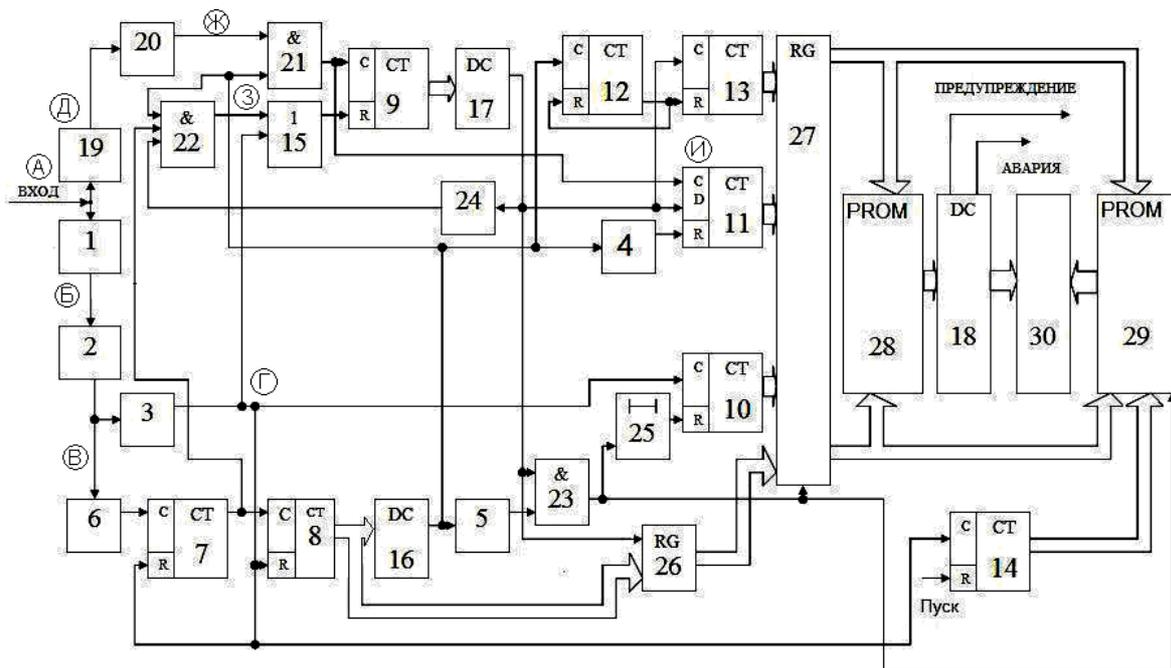


Рисунок 5 – Блок-схема устройства обнаружения и классификации предвестников аварий и пожаров

Блок-схема, реализующая метод определения времени возникновения предожарной ситуации от искрения в электрической сети, содержит блок выпрямления 1, триггер 2 Шмитта, 3, 4, 5 – одновибраторы, стробируемый 6 генератор, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 – счетчики, элемент 15 ИЛИ, 16, 17, 18 – дешифраторы, режекторный 19 фильтр, компаратор 20, 21, 22 23 – элементы И, элемент 24 НЕ, элемент 25

задержки, 26 и 27 – регистры, первый 28 и второй 29 блоки памяти, блок 30 индикации. Перед началом работы в блок памяти 28 вводится модель распределения трансформации предвестников аварий от времени с обратным отсчетом времени. В блок памяти 29 вводится информация с прямым отсчетом времени по мере ее поступления на вход устройства диагностирования. Блок 29 используется как

«черный ящик» для сбора статистики при последующем анализе точности устройства диагностирования и уточнения базовой программы определения времени, оставшегося до аварии, в режиме «самообучения». Структура устройства разработана для реализации на ПЛИС.

Предлагаемый метод и устройство позволяют определить время возникновения аварии или пожара от искрения в компонентах электрических сетей, выдать предупреждающую команду или самостоятельно отключить оборудование до возникновения искры, мощность которой способна воспламенить газовую смесь или электрическую проводку. Анализатор предвестников аварий и пожаров наиболее эффективно может быть применен в отраслях, где используется электрическая энергия и где надо сохранить человеческие жизни и материальные ценности. В частности:

- где наблюдается большое скопление людей (образовательные учреждения, общежития);
- сложно тушить пожары (в замкнутых автономных помещениях, расположенных под водой, под землей на воздушных и космических объектах);
- повышенная взрывоопасность (нефтяные и газовые производства, шахты, электростанции);
- требуется защита имущества (банки, склады, магазины, квартиры).

Библиографический список

1. Миловзоров В.П. Электромагнитная техника. – М.: Высшая школа, 1966. – 471 с.
2. Миловзоров В.П. Электромагнитные устройства автоматики. – М.: Высшая школа, 1983. – 408 с.
3. Волков Н.И., Миловзоров В.П. Электромагнитные устройства автоматики. – М.: Высшая школа, 1986. – 335 с.
4. Миловзоров В.П. Элементы информационных систем. – М.: Высшая школа, 1989. – 440 с.
5. Миловзоров В.П., Мусолин А.К. Дискретные стабилизаторы и формирователи напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 248 с.
6. Бас А.А., Миловзоров В.П., Мусолин А.К. Источники вторичного электропитания с бестрансформаторным входом. – М.: Радио и связь, 1987. – 160 с.
7. Положительное решение по заявке № 2011128757/20 от 11.07.2011 г. на патент «Электродуговая печь постоянного тока»/ Володин А.М., Сеницын И.Е., Мусолин А.К., Корытчинков Д.Е.
8. Патент RU № 106057 «Электромеханический преобразователь для машин ударного действия»/ Сеницын И.Е., Володин А.М., Мусолин А.К., Корочкин Е.С.
9. Патент RU № 106056 «Линейный цилиндрический электромагнитный двигатель»/ Сеницын И.Е., Володин А.М., Мусолин А.К., Корочкин Е.С.
10. Патент RU № 2309461 «Способ определения времени возникновения предпожарной ситуации от искрения в электрической сети и устройство для его осуществления»/ Линьков В.А., Линьков П.В., Линьков Ю.В.

УДК 537.523

А.Н. Власов

ИНДУКЦИОННЫЙ РАЗРЯД ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ПЛАЗМОИДОВ

Предложена доработанная модель, описывающая процесс накачки энергии в плазму индукционного разряда внутри индуктивного накопителя энергии, в котором сильное магнитное поле быстро спадает в момент обрыва цепи первичного тока, в результате чего образуется плазмоид с внутренним магнитным полем, создаваемым потоком ультрарелятивистских электронов. Найдены условия устойчивости плазмоида, проведена оценка ожидаемого времени его жизни и определена пороговая величина амплитуды первичного тока, необходимая для формирования плазмоида с заданным временем жизни в свободной атмосфере.

Ключевые слова: индукционный разряд, сильное и быстроспадающее магнитное поле, плазмоид.

Введение. Плазмоиды, или плазменные сгустки, в которых существенны магнитные

силы, – это равновесные магнитогидродинамические (МГД) конфигурации [1], представ-

ляющие интерес для изучения экстремальных состояний материи при воздействии интенсивных потоков энергии на вещество и для исследования плазмы, в том числе для приборов плазменной электроники [2]. Одним из методов получения плазмидов является электровзрыв свёрнутых в тор металлических спиралей [3], в этом случае используется метод накопления энергии в индуктивном контуре с током и передачи её в нагрузку при прерывании первичного тока [4]. Здесь спирали выполняют функции индуктивного накопителя энергии и одновременно прерывателя цепи первичного тока (в момент электровзрыва), а роль нагрузки выполняет плазменный виток в горячем газе, образовавшемся при взрыве спиралей. Как было показано в [5], при достаточной величине амплитуды импульса первичного тока, проходящего через спирали, их электрический взрыв может сопровождаться индукционным разрядом, благодаря которому обеспечивается повышенное время жизни плазмидов. Однако эксперименты, проведенные с помощью установки, описанной в [6], показали удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с теорией [5] лишь для малоразмерных спиралей, при этом квадратичная зависимость времени жизни плазмидов от малого радиуса тора спиралей, свёрнутых в тор, не подтвердилась. Кроме того, выявился пороговый эффект для амплитуды первичного тока, не учтённый в [5]. *Цель работы* – доработать модель физических процессов ввода энергии в плазму индукционного разряда внутри индуктивного накопителя энергии и вычислить пороговые значения амплитуды первичного тока, обеспечивающие заданное время жизни получаемых плазмидов.

Теоретическая часть. Для описания процессов электровзрыва спиралей, формирующих плазмид, найдём более точное приближение по отношению к модели, представленной ранее в работе [5]. Рассмотрим вначале случай цилиндрической геометрии системы. Пусть магнитное поле создаётся внутри индуктивного накопителя энергии (индуктора), выполненного в виде длинной цилиндрической катушки, имеющей N витков и длину L , рисунок 1.

На рисунке 1: Exc – предварительный импульс возбуждения плазмы, E – напряженность поля, I – импульс первичного тока (ампер-витки, N – число витков), I_{max} – амплитуда импульса, τ_b – длительность его заднего фронта, J – наведенный ток в плазменном витке в виде токовой трубки, J_0 – равновесный ток, установившийся по окончании процесса ввода

энергии в плазму. Если через витки катушки пропускается импульс тока I/N , то внутри разрядного объёма катушки создаётся магнитное поле с изменяющейся индукцией B , в результате чего в контуре с радиусом r (принимаяем $2\pi r \ll L$) индуцируется вихревое электрическое поле.

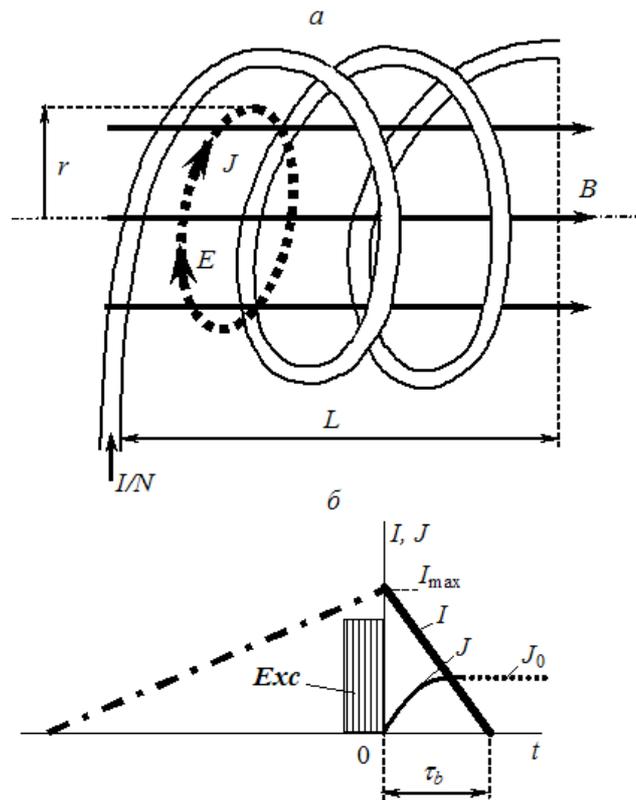


Рисунок 1 – Индукционный разряд, возбуждаемый сильным быстропадающим магнитным полем: а – взаимное расположение катушки и плазменного витка в виде трубки с наведенным током; б – эпюры первичного и вторичного токов

Как было показано в [5], при быстром спаде магнитного поля может сформироваться плазменный виток с током, который, взаимодействуя с магнитным полем катушки, стремится вытеснить плазму из центральной области разрядной камеры. Но процессу вытеснения плазмы протии-востоят силы внешнего давления, поэтому на определенном этапе развития этого разряда может установиться равновесное состояние, в результате чего может образоваться равновесная ограниченная МГД конфигурация в виде цилиндра или кольца с током в зависимости от используемой геометрии плазмы. По отношению к известному разряду « θ -пинч», в котором магнитное поле быстро нарастает [7], рассматриваемый разряд выглядит полной противоположностью, поэтому в работе [5] был использован термин «обращённый θ -пинч». Однако более удачным, по-видимому, является

термин «инверсный тета-пинч», который и будем использовать далее. Очевидно, что инверсный θ -пинч может развиваться лишь при выполнении условий таких же, как для обычного θ -пинча

$$B_{\max}^2 \gg 2\mu_0 p, \quad (1)$$

$$|\partial B/\partial t| \geq 2E_a/r, \quad (2)$$

где B_{\max} – амплитуда импульса индукции магнитного поля, $\partial B/\partial t$ – скорость изменения индукции, p – газокINETическое давление внешнего газа, E_a – напряженность электрического поля в контуре с радиусом $r = a$, при котором происходит электрический пробой газа, μ_0 – магнитная постоянная. В данном случае на основе уравнений Максвелла для отрезка времени $0 \leq t \leq \tau_b$ при $r = a = \text{const}$ можно записать

$$\oint_{(2\pi a)} E dl = -\frac{\mu_0}{L} \frac{\partial}{\partial t} \int [I(t) + J(t)] dS, \quad (3)$$

где с учётом принимаемого далее линейного спада первичного тока имеет место

$$I(t) = I_{\max} (\tau_b - t)/\tau_b, \quad (4)$$

$$J(t) = 2\pi a E/Z(t). \quad (5)$$

Здесь $Z(t)$ и a – электрическое сопротивление и радиус плазменного витка соответственно. Очевидно, что для пустой камеры (без плазмы) $Z(t) = \infty$, и тогда из (3), (4) и (5) следует

$$E = \frac{\mu_0 a}{2L} \cdot \frac{I_{\max}}{\tau_b}. \quad (6)$$

Заметим, что соотношение (6) справедливо также, если $J = J_0 = \text{const}$, где J_0 – равновесный ток (рисунок 1), при котором магнитное давление $B_0^2/(2\mu_0)$ равно давлению внешнего газа p :

$$J_0 = L \cdot \sqrt{2p/\mu_0}. \quad (7)$$

Если напряженность поля (6) превышает пробойное значение E_a , т.е. если $E \geq E_a$, то в плазменном витке начинает протекать ток, при этом с учётом (6) радиус этого витка составит

$$a = \frac{2L}{\mu_0} \cdot \frac{E_a \tau_b}{I_{\max}}. \quad (8)$$

Соотношение (8) задаёт параметры импульса первичного тока, обеспечивающие возможность возникновения индукционного разряда с током $J(t)$. Для нахождения этого тока положим в формуле (5) $Z(t) = \langle Z \rangle$, т.е. будем ориен-

тироваться на некоторое среднее значение сопротивления, не зависящее от времени. Это оправдывается тем, что электроны переходят в режим непрерывного ускорения (как будет показано далее), при котором в течение значительного времени выполняется соотношение (6) и $J = J_0 = \text{const}$. В этом случае из (3), (4), (5) и (6) следует дифференциальное уравнение

$$\frac{dJ(t)}{dt} + \frac{J(t)}{\tau_0} = \frac{I_{\max}}{\tau_b}, \quad (9)$$

где

$$\tau_0 = \pi \mu_0 a^2 / (L \langle Z \rangle).$$

Практический интерес представляет случай, когда соблюдается условие

$$\tau_0/\tau_b \ll 1, \quad (10)$$

поскольку именно в этом случае, как будет видно из дальнейших выкладок, в плазму может быть введена значительная энергия направленного движения электронов. При $0 \leq t \leq \tau_b$ и выполнении условия (10) уравнение (9) с учётом (7) имеет решение

$$J = \xi I_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\xi \tau_b}\right) \right], \quad (11)$$

где ξ – коэффициент захвата первичного тока:

$$\xi = \tau_0/\tau_b = J_0/I_{\max}. \quad (12)$$

Заметим, что соотношения (11) и (12) полностью совпадают с формулами, полученными в работе [5], найденными другим методом. Эпюра тока J в соответствии с (11) приведена на рисунке 1, б.

Рассмотрим вопрос генерации ультрарелятивистских электронов.

Известно [7, с. 88], что если к плазме приложено электрическое поле, величина которого превосходит критическое поле Драйзера, то электроны, создающие ток плазмы, за короткое время (порядка времени столкновений электронов с ионами) становятся убегающими. Драйзеровское поле E_{cr} задаётся соотношением [8]

$$\frac{m_e v_{\text{cr}}^2}{2e} = \frac{e^2 n \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2 E_{\text{cr}}}. \quad (13)$$

Здесь m_e – масса электрона, v_{cr} – его критическая скорость, e – элементарный заряд, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, ε_0 – электрическая постоянная, n – концентрация плазмы,

$$n = p/(2kT), \quad (14)$$

где k – постоянная Больцмана, T – темпера-

тура. Заметим, что если после импульса начального прогрева образовалась достаточно плотная плазма, например $n_0 \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $p = 10^5 \text{ Па}$, $\ln \Lambda = 20$, с энергией электронов $m_e v_{cr}^2 / (2e) = 1 \text{ eV}$, то критическое поле равно $E_{cr} \sim 10^8 \text{ В/м}$. Из этого следует, что в начальный момент развития рассматриваемого индукционного разряда убегающих электронов быть не может. Однако по мере увеличения индуцированного тока $J(t)$ (11) ситуация существенно меняется, нетрудно видеть, что при увеличении тока $J(t)$ разность магнитных давлений на границе трубки растёт и при $J(t) \approx J_0/2$ достигает величины газокINETического давления плазмы. В этом случае происходит быстрая эвакуация плазмы из внутреннего объёма токовой трубки (оценка времени эвакуации будет дана далее). В результате в зоне протекания тока $J(t)$ концентрация плазмы n стремительно падает и переход электронов в режим непрерывного ускорения становится возможным при умеренных значениях электрического поля E_{cr} . Оценим необходимую концентрацию для этого случая, сделав в (13) подстановку $m_e v_{cr}^2 / 2 \approx kT/2$ с учётом (14). Тогда, полагая $n = n_{cr}$, получаем

$$n_{cr} \approx \sqrt{\frac{2\pi\epsilon_0^2 E_{cr} p}{e^3 \ln \Lambda}}.$$

Допустим для примера, что $E_{cr} = 500 \text{ В/м}$, тогда $n_{cr} \approx 7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Как видим, $n_{cr} \ll n_0$.

Оценим время эвакуации плазмы изнутри трубки вплоть до достижения концентрации n_{cr} . Для этого на основе уравнений нестационарной одномерной магнитогидродинамики [9] запишем уравнение неразрывности для плазмы в цилиндрической токовой трубке:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t'} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = 0, \quad (15)$$

где ρ – плотность плазмы внутри трубки, v – скорость эвакуации этой плазмы, t' – текущее время с началом отсчёта в начале процесса эвакуации плазмы. Для прикидочных оценок проведём в (14) замены переменных: $\rho(r, t) = \bar{\rho}(t)$, $v(r, t) = v_A(t)$, где $\bar{\rho}(t)$ – усреднённая по всему объёму трубки плотность плазмы, $v_A(t)$ – усреднённая скорость, в качестве которой будем использовать альфвеновскую скорость [8]:

$$v_A(t) = B_{\max} / [\mu_0 \bar{\rho}(t)]^{1/2}. \quad (16)$$

Здесь B_{\max} – максимальная индукция магнитного поля, создаваемого катушкой. Тогда с учётом (16) и пропорциональности плотности $\bar{\rho}(t')$ и концентрации плазмы $n(t')$ получим решение уравнения (15) при $t' \leq \tau_a$ в виде

$$n(t') = n_0 (1 - t'/\tau_a). \quad (17)$$

Здесь были использованы граничные условия $r(t') = a$ и начальные условия $\bar{\rho}(0) = \rho_0$, $\rho_0/n_0 = \text{const}$, n_0 – начальная концентрация плазмы, τ_a – время её «полной эвакуации»:

$$\tau_a = 2a \sqrt{\mu_0 \rho_0} / B_{\max}. \quad (18)$$

Из соотношения (17) следует, что через время $t' = t_{cr}$, где t_{cr} – критическое время, концентрация плазмы может снизиться до значения $n(t_{cr}) = n_{cr}$. Поскольку согласно приведенным выше оценкам $n_{cr} \ll n_0$, то на основе (17) имеем $t_{cr} \cong \tau_a$.

Для иллюстрации полученных результатов допустим, что $B_{\max} = 2,5 \text{ Т}$, $a = 1 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $\rho = 5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$, тогда согласно (18) имеем $\tau_a \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. При этом в момент перехода электронов в режим непрерывного ускорения их энергия достигает величины порядка $p/(2en_{cr}) \approx 450 \text{ eV}$, что выглядит вполне реалистично, учитывая низкую концентрацию плазмы и достаточно сильное вихревое электрическое поле.

Оценим также типичное время заднего фронта при $E_a = 500 \text{ В/м}$ и условиях предыдущей задачи. Согласно (8), учитывая, что $\mu_0 J_{\max} / L = B_{\max}$, имеем

$$\tau_b = a B_{\max} / (2E_a) \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}.$$

Как следует из приведенных оценок, $\tau_b \gg \tau_a$, поэтому в дальнейших расчётах временем τ_a будем пренебрегать.

Для облегчения проводимого далее анализа выделим на периоде τ_b два отрезка времени:

– $0 \leq t < \xi \tau_b$ – период набора трубкой равновесного тока с эвакуацией плазмы вплоть до появления убегающих электронов;

– $\xi \tau_b \leq t \leq \tau_b$ – время непрерывного ускорения убегающих электронов.

Ограничимся далее рассмотрением представляющего для нас практический интерес

ультрарелятивистского случая:

$$\gamma = [1 - (v_e/c)^2]^{-1/2} \gg 1, \quad (19)$$

где γ – релятивистский фактор, v_e – скорость электрона в конце периода ускорения, c – скорость света. Электроны в рассматриваемом случае с первоначально небольшой энергией W_{cr} попадают в достаточно сильное вихревое электрическое поле E и за период времени $(1-\xi)\tau_b$ в контуре с радиусом $r=a$ они получают импульс P_e и соответственно энергию W_e . В этом случае энергия электронов достигает величины

$$W_e = \gamma m_e c^2 = c P_e = ceE(1-\xi)\tau_b. \quad (20)$$

Здесь P_e – приобретаемый убегающим электроном импульс в вихревом электрическом поле E , e – элементарный заряд.

Для получения компактной формы конечного соотношения введём понятия: α_s – форм-фактор системы, I_e – нормирующий ток:

$$\alpha_s = 2\pi a/L, \quad (21)$$

$$I_e = \frac{4\pi c m_e}{\mu_0 e} \approx 17 \cdot 10^3 \text{ А}. \quad (22)$$

С учётом (19), комбинируя (20), (21), (22), (6) и (12), имеем

$$\gamma = \alpha_s (I_{\max} - J_0)/I_e. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (20), получаем соотношение для энергии ультрарелятивистского электрона по окончании процесса ввода энергии в плазму:

$$W_e = \alpha_s m_e c^2 (I_{\max} - J_0)/I_e. \quad (24)$$

Из (24) следует, что энергия ультрарелятивистского электрона в рассматриваемой системе не зависит от формы и времени спада импульса первичного тока, что позволяет обобщить полученный результат на любую форму импульса.

Рассмотрим теперь систему с тороидальной геометрией плазмы, рисунок 2.

На рисунке 2 плазменный виток в виде кольца с полоидальным поверхностным током J_0 создает тороидальное магнитное поле с индукцией B_J , которое имеет малый радиус a и большой радиус R . Плазменный виток расположен внутри вихревого газового кольца, обеспечивающего устойчивость системы.

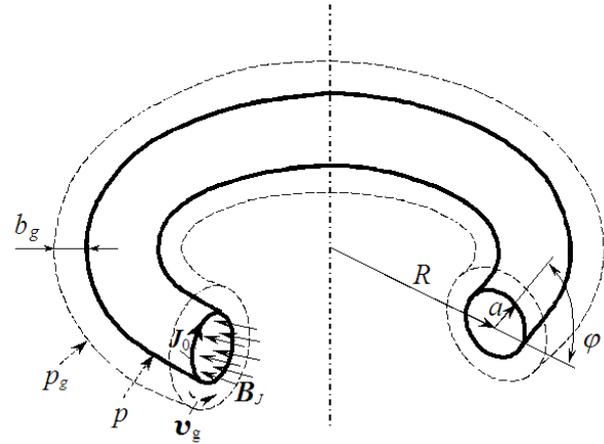


Рисунок 2 – Плазмид с тороидальной геометрией

Здесь v_g – среднеквадратичная скорость движения слоёв газа в вихревом кольце, p – давление прилегающих слоёв газа, p_g – давление неподвижного наружного газа, b_g – эффективная толщина газового кольца, ϕ – произвольный угол. Учитывая, что для обеспечения эквивалентности рассмотренной выше цилиндрической системы и рассматриваемой далее тороидальной системы должно быть

$$2\pi R = L, \quad (25)$$

имеем на основе (21) и (25) форм-фактор для кольца в виде

$$\alpha_s = a/R. \quad (26)$$

Рассмотрим вопрос об устойчивости системы, показанной на рисунке 2. Согласно теории [1] этот вопрос имеет три аспекта:

- существование равновесного состояния кольца,
- устойчивость кольца по отношению к изменению формы,
- устойчивость кольца к изменению размеров в состоянии равновесия при неизменной форме.

Вначале определим равновесное состояние кольца. Для этого выделим произвольную малую площадку s на поверхности кольца и рассмотрим силы, действующие на эту площадку, учитывая, что индукция магнитного поля в области площадки B_J является функцией угла ϕ (рисунок 2). Силе магнитного давления $s B_J^2 / (2\mu_0)$ противодействует сила внешнего давления $s p_g$ со стороны неподвижного наружного газа, которая ослабляется центробежной силой F_g вращающихся слоёв газа. Результирующая сила F_s , действующая на малую пло-

щадку s , в направлении увеличения малого радиуса a равна

$$F_s = s B_J^2 / (2\mu_0) - (sp_g - F_g). \quad (27)$$

Формулу (27) можно использовать для определения формы сечения равновесной конфигурации. Для тонких колец ($a \ll R$) согласно выводам работы [1] это сечение представляет собой круг, а в этом случае имеем

$$B_J \approx \mu_0 J_0 [1 - (a/R) \cos \varphi] / (2\pi R), \quad (28)$$

$$F_g \approx s b_g \rho_g v_g^2 / a, \quad (29)$$

$$sp_g - F_g = sp, \quad (30)$$

где ρ_g – средняя плотность вещества газового кольца. Равновесие системы будет иметь место, если

$$F_s = 0. \quad (31)$$

Тогда, подставляя (28), (29) и (30) в (27), на основе (31) определяем, что состояние равновесия существует при условии

$$J_0 = 2\pi R \cdot \sqrt{2p/\mu_0},$$

где J_0 – равновесный ток. Как видим, полученное соотношение полностью совпадает с введённым выше соотношением (7).

Устойчивость кольца по отношению к изменению формы рассмотрим на основе критерия, выведенного в работе [1], для случая суперпозиции тороидального и полоидального полей для кольца с винтовым током:

$$B_{10}^2 > B_{20}^2 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi a} - C \right),$$

где B_{10} и B_{20} – индукции тороидального и полоидального полей соответственно для общего случая кольца с винтовым током, λ – длина волны возмущения в кольце, C – постоянная. Для рассматриваемой нами МГД конфигурации имеет место $B_{10} > 0$ (присутствует только полоидальный ток), $B_{20} = 0$ (тороидальный ток отсутствует), поэтому критерий по отношению к изменению формы рассматриваемого кольца с током выполняется при любых λ .

Рассмотрим теперь устойчивость равновесия кольца при неизменности его формы. В этом случае условия устойчивости согласно [1] определяются соотношениями

$$\partial F_s / \partial R < 0, \quad \partial F_s / \partial a < 0. \quad (32)$$

Для решения этой задачи в рамках принимаемой модели допустим, что величины ρ_g , b_g и v_g

неизменны. Тогда условия (32) с учётом (27), (28), (29), (30) и (7) принимают вид:

$$\frac{\partial F_s}{\partial R} = \frac{s\mu_0 J_0^2}{4\pi^2} \left(-\frac{1}{R} + \frac{3a \cos \varphi}{R^2} \right) < 0,$$

$$\frac{\partial F_s}{\partial a} = -\frac{s\mu_0 J_0^2 \cos \varphi}{4\pi^2 R^3} - \frac{s\rho_g v_g^2 b_g}{a^2} < 0.$$

Первое из этих условий выполняется, если $a < R/3$, или с учётом (26)

$$\alpha_s < 1/3. \quad (33)$$

Второе условие выполняется, если $v_g > v_c$, где v_c – критическая скорость:

$$v_c = \sqrt{\frac{2p\alpha_s a}{\rho_g b_g}}. \quad (34)$$

Заметим, что обычно $F_g \ll sp_g$ и для ориентировочных оценок в рамках принятой модели можно полагать $p \approx p_g$. Кроме того, отметим, что формула (34) с учётом (26) при $b_g = a$ совпадает с формулой для критической скорости, полученной ранее в работе [10], по оценкам которой скорость v_c составляет около 40 % от скорости звука.

Проведём ориентировочную оценку ожидаемого времени жизни τ_E кольца.

Запишем исходное соотношение в виде

$$\tau_E = \frac{W_M + W_e K_e}{(dW_e/dt) K_e}. \quad (35)$$

где W_M – энергия тороидального магнитного поля, K_e – количество ультрарелятивистских электронов, (dW_e/dt) – скорость потерь энергии ультрарелятивистского электрона.

Рассмотрим числитель в формуле (35) на предмет возможного упрощения этой формулы. Согласно данным работы [10] имеем

$$K_e = 2\pi a J_0 / (ec), \quad (36)$$

$$W_M = 2\pi^2 a^2 R p. \quad (37)$$

Второе слагаемое в числителе (35) с учётом (36), (23), (24), (12), (7) и (25) равно

$$W_e K_e = 4\pi^2 a R \gamma m_e c \sqrt{2p/\mu_0} / e. \quad (38)$$

Сравнивая (38) с (37), видим, что первым слагаемым в числителе формулы (35) можно пренебречь, если малый радиус кольца не превышает предельный размер a_{lim} , определяемый по формуле

$$a < a_{\text{lim}} = \gamma m_e c \sqrt{2/(\mu_0 p)} / e. \quad (39)$$

Согласно (39) для типичных значений переменных $\gamma = 5$, $p = 1 \cdot 10^5$ Па и справочных значений постоянных имеем $a_{\text{lim}} \approx 0,03$ м. В реальных экспериментах в открытой атмосфере это условие выполняется. Кроме того, учтём, что для ультрарелятивистских электронов можно записать $dW_e/dt = cdW_e/dx$ и использовать соотношение (24). С учётом сказанного исходное соотношение (35) представим в виде:

$$\tau_E = \frac{m_e c \alpha_s (I_{\text{max}} - J_0)}{(dW_e/dx) I_e}. \quad (40)$$

Найдём потери энергии ультрарелятивистского электрона на единице длины пробега dW_e/dx .

Заметим вначале, что ультрарелятивистские электроны, создающие ток J_0 , движутся синхронно в тонком слое, т.к. имеют достаточно сильную взаимную связь через создаваемое ими общее электрическое поле и тороидальное магнитное поле. При этом резонно допустить наличие коллективного эффекта, проявляющегося в том, что в рассматриваемом токовом слое ультрарелятивистские электроны ведут себя как тяжелые частицы по отношению к ионам при парных кулоновских столкновениях, т.е. рассеиваемой частицей является ион.

Пусть вдоль некоторой оси x движется ультрарелятивистский электрон, расстояние которого до рассеиваемого иона составляет r_e , и электрическое поле электрона соответствует формуле [11]

$$E_r = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_e^2} \cdot \frac{1 - v_e^2/c^2}{[1 - (v_e^2/c^2) \sin^2 \vartheta]^{3/2}}. \quad (41)$$

Здесь ϵ_0 – электрическая постоянная, $\sin \vartheta = b/r_e$, где b – прицельный параметр. Далее согласно общепринятому подходу [12], [13] будем рассматривать только поперечную составляющую импульса иона, используя формулу

$$P_i = \int_{-\infty}^{\infty} e E_r \sin \vartheta dt. \quad (42)$$

Подставляя (41) в (42), делая замену $dt = dr_e/v_e = -bd\vartheta/(v_e \sin^2 \vartheta)$ и проводя интегрирование по стандартной процедуре [13], полагая затем $v_e \cong c$, получаем

$$P_i = e^2 / (2\pi\epsilon_0 b c \gamma). \quad (43)$$

Из (43) следует, что при единичном столкновении нерелятивистский ион с массой m_i приобретает энергию

$$W_i = P_i^2 / (2m_i), \quad (44)$$

соответственно ультрарелятивистский электрон теряет эту энергию. В таком случае в цилиндрическом слое ионов с концентрацией n_0 радиусом b , толщиной db на длине dx ультрарелятивистский электрон теряет энергию dW_e в соответствии с формулой

$$d\left(\frac{dW_e}{dx}\right) = W_i \cdot 2\pi n_0 b db. \quad (45)$$

Подстановка формул (44) и (43) в формулу (45) и интегрирование полученного выражения в пределах $b_{\text{max}} \leq b \leq b_{\text{min}}$ приводят с учетом (14) к результату

$$\frac{dW_e}{dx} = \frac{e^4}{8\pi\epsilon_0^2 c^2 k} \cdot \frac{p \ln \Lambda}{T m_i \gamma^2}, \quad (46)$$

где $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм. Подставив (46) в (40) и приняв во внимание (23), получим соотношение для расчёта ожидаемого времени жизни кольца в виде

$$\tau_E = \frac{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^3 k}{e^4 I_e^3} \cdot \frac{m_i T \alpha_s^3 (I_{\text{max}} - J_0)^3}{p \ln \Lambda}. \quad (47)$$

Плазмод в свободной атмосфере. Для случая формирования плазмоида в свободной атмосфере результаты теоретической части можно представить в более компактной форме, т.к. давление известно, а другие переменные можно принять на основе имеющейся экспериментальной практики: $p = 1 \cdot 10^5$ Па, $\ln \Lambda = 20$, $T = 2 \cdot 10^4$ К, $\alpha_s = 1/3$.

Для удобства сравнения экспериментальных результатов с данными расчётов введём понятие «диаметр плазмоида»:

$$D = 2(R + a). \quad (48)$$

Заметим, что визуально наблюдаемый размер плазмоида обычно (примерно на 50 %) превышает диаметр, задаваемый формулой (48), т.к. кольцо (рисунок 2) обычно бывает окружено светящейся мантией, состоящей из светящихся газов и паров, прилегающих к кольцу. По этой же причине плазмод внешне обычно выглядит как ярко светящийся шар, а не кольцо. Выявление истинного диаметра (48) возможно при использовании экспериментальной техники на основе СВЧ и лазерного излучения.

Определим равновесный ток. Комбинируя (7), (25), (26), (48) и используя принятые данные, получаем

$$J_0 = H_0 D, \quad (49)$$

где

$$H_0 = (3\pi/4)\sqrt{2\rho/\mu_0} \approx 9,4 \cdot 10^5 \text{ A/m}. \quad (50)$$

Адаптируем формулу (47) для времени жизни кольца в атмосфере. Подставляя (49) в (47), используя принятые данные и $m_i = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, получаем

$$\tau_A = A \cdot (I_{\max} - H_0 D)^3, \quad (51)$$

где

$$A = \frac{8\pi\varepsilon_0^2 m_e c^3 k m_i T \alpha_s^3}{e^4 I_e^3 p \ln \Lambda} \approx 1,3 \cdot 10^{-16} \text{ s/A}^3. \quad (52)$$

Пример расчётов. Рассчитаем параметры J_0 и τ_A для эксперимента по электровзрыву в открытой атмосфере свёрнутой в тор проволочной спирали, имеющей $N = 16$ витков, $R = 7,5 \text{ mm}$, $r = 2,5 \text{ mm}$ (рисунок 3), импульс тока через спираль составлял $I/N = 8 \text{ kA}$.

Ожидаемый диаметр плазмоида (48):

$$D = 2(0,0075 + 0,0025) = 0,02 \text{ m}.$$

Равновесный ток (49):

$$J_0 = 9,4 \cdot 10^5 \cdot 0,02 = 18,8 \cdot 10^3 \text{ A}.$$

Амплитуда импульса первичного тока:

$$I_{\max} = (I/N) \cdot N = 8 \cdot 10^3 \cdot 16 = 128 \cdot 10^3 \text{ A}.$$

Ожидаемое время жизни (51):

$$\tau_A = 1,3 \cdot 10^{-16} \cdot (128 \cdot 10^3 - 18,8 \cdot 10^3)^3 \approx 0,17 \text{ s}.$$

Порог рождения плазмоидов. Очевидно, что плазмоиды в принципе могут сформироваться, если при заданном диаметре их время жизни не будет отрицательным, т.е. если $\tau_A \geq 0$. С учётом сказанного из (51) следует, что минимальная амплитуда первичного тока I_{\max}^{\min} составляет

$$I_{\max}^{\min} = H_0 D. \quad (53)$$

Если, к примеру, $D = 0,02 \text{ m}$, то согласно (53) имеем $I_{\max}^{\min} = 9,4 \cdot 10^5 \cdot 0,02 \approx 18,8 \cdot 10^3 \text{ A}$.

Порог уверенного наблюдения. Если задать желаемое время жизни плазмоида (пороговое время жизни τ_{lim}), то можно найти соответствующее значение пороговой амплитуды первичного тока I_{\max}^{lim} . Запишем (51) в виде $A \cdot (I_{\max}^{\text{lim}} - H_0 D)^3 \geq \tau_{\text{lim}}$, откуда следует

$$I_{\max}^{\text{lim}} = \sqrt[3]{\tau_{\text{lim}}/A} + H_0 D. \quad (54)$$

Например, если $\tau_{\text{lim}} = 2 \text{ s}$, $D = 0,02 \text{ m}$, то согласно (54) для достижения времени жизни плазмоида в 2 секунды пороговое значение амплитуды первичного тока должно составлять

$$I_{\max}^{\text{lim}} = \sqrt[3]{2/1,3 \cdot 10^{-16}} + 9,4 \cdot 10^5 \cdot 0,02 \approx 268 \cdot 10^3 \text{ A}.$$

Экспериментальные исследования. Одним из наиболее доступных методов получения долгоживущих плазмоидов является электрический взрыв проводников в сильном внешнем быстроспадающем магнитном поле. Такие условия, к примеру, создаются при электровзрыве свёрнутых в тор проволочных спиралей, рисунок 3.

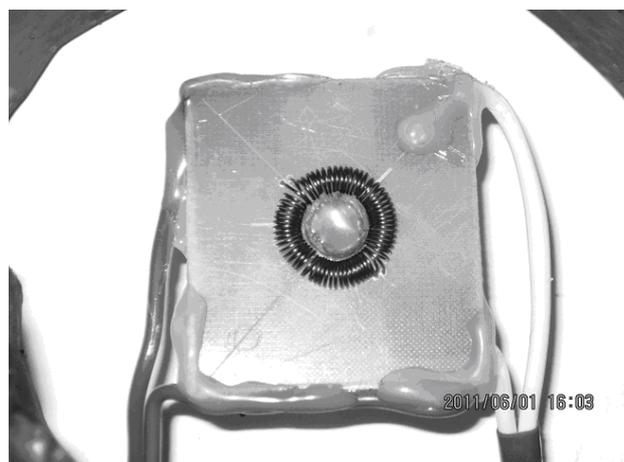


Рисунок 3 – Свёрнутые в тор 4 спирали имели по 16 витков медной проволоки диаметром 0,5 мм.

Соседние спирали имели взаимно противоположные направления намотки, чтобы при электровзрыве создавалось единое тороидальное магнитное поле

Электрически спирали были соединены параллельно, на них подавалось напряжение 350 В от конденсаторной батареи ёмкостью 110 тыс. мкФ. Коммутация разрядной цепи осуществлялась с помощью двух параллельно соединённых тиристоров ТЧ125-9. При электровзрыве показанных выше спиралей был получен плазмоид, существовавший около 0,3 секунды согласно визуальному контролю с помощью видеокамеры, рисунок 4.



Рисунок 4 – Плазмоид на 0,15 секунды жизни

Полученные экспериментальные результаты практически соответствовали данным, полученным ранее [4], [6], [14]. Отсутствие существенного прогресса объясняется, по-видимому, тем, что имеет место проблема, связанная с преждевременным разрывом проволочных спиралей из-за действия очень больших магнитных сил. Индукция поля внутри спиралей при амплитудном значении первичного тока I_{\max} составляет $B = \mu_0 I_{\max} / (\pi D)$, что соответствует магнитному давлению

$$B^2 / (2\mu_0) = \frac{\mu_0}{2\pi^2} \cdot \frac{I_{\max}^2}{D^2}. \quad (55)$$

При токе $I_{\max} = 128 \cdot 10^3$ А, вычисленном выше, магнитное давление согласно (55) составляет $2,6 \cdot 10^6$ Па, т.е. в 26 раз превышает атмосферное давление. Здесь фактически достигается предел, связанный с прочностью горячего металла. Для получения плазмоидов секундного диапазона с таким же диаметром потребуются токи, более чем в два раза большие согласно (54), соответственно магнитное давление при этом будет превышать сотню атмосфер. Получение в этом случае плазмоидов представляется нереальным. Увеличение времени жизни плазмоидов возможно, по-видимому, при увеличении их диаметра. Перспективной целью является получение плазмоида с временем жизни 10 секунд при диаметре $D = 0,1$ м. В этом случае амплитуда первичного тока согласно формуле (54) должна достигать значений порядка $500 \cdot 10^3$ А, при этом магнитное давление в соответствии с (55) составит около 16 атмосфер. Этот проект технически осуществим.

Заключение. Таким образом, предложенная усовершенствованная по сравнению с работой [5] модель формирования долгоживущих плазмоидов объясняет трудности проведенных экспериментов и даёт чёткие ориентиры для проектирования экспериментальных установок для получения плазмоидов с временем жизни секундного диапазона и выше. Достаточно большое время жизни плазмоидов необходимо, чтобы более точно измерять параметры плазмы при протекании экстремально больших токов, что представляет интерес для проектирования мощных электронных плазменных приборов.

Кроме указанной сферы применения, полученные результаты могут представить интерес для области управляемого синтеза [7], [8]. Рассмотренный индукционный разряд, названный здесь «инверсный тета-пинч», позволяет сформировать мощный поток ультра-

релятивистских электронов, который, распространяясь в плазме, может за счёт рассмотренных выше кулоновских столкновений приводить к внутренней инжекции быстрых ионов, плотность потока которых способна (по крайней мере, в принципе) обеспечить достаточно интенсивный синтез при использовании дейтериевой плазмы.

Библиографический список

1. Шафранов В.Д. О равновесных магнитогидродинамических конфигурациях // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 33. – С. 710-722.
2. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника / под ред. А.А. Рухадзе. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. – 544 с.
3. Верещагин Н.М., Фокин Р.В. Тиратрон ТГИ-270/12 как размыкатель тока для индуктивного накопителя энергии // Вестник РГРТА. Вып. 13. – Рязань. – 2003. – С. 69-71.
4. Власов А.Н., Колесников С.А., Маношкин А.Б. Об особенностях электрического взрыва проволочной спирали, свёрнутой в тор // XXII международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество»: тез. докл.; под ред. академика РАН В.Е. Фортова. – Эльбрус. – 2007. – С. 192-193.
5. Власов А.Н. Мощный импульсный индукционный разряд с плотной плазмой внутри индуктивного накопителя энергии // Вестник РГРТУ. Вып. 21. – Рязань. – 2007. – С. 73-81.
6. Колотилин Б.И., Колесников С.А. Расчёт параметров установки для получения плазмоидов при электровзрывах свёрнутых в тор проволочных спиралей // Вестник РГРТУ. Вып. 21. – Рязань. – 2007. – С. 65-68.
7. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. – М.: ГИФМЛ, 1963. – 496 с.
8. Миямото К. Основы физики плазмы и управляемого синтеза / пер. с англ. под общ. ред. В.Д. Шафранова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 424 с.
9. Тихонов А.Н., Самарский А.А., Заклязминский Л.А. и др. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики // ДАН СССР. – 1967. – Т. 173. – № 4. – С. 808-811.
10. Власов А.Н. О возможности формирования тороидального токового слоя при искровом разряде // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 97. – С. 468-475.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: учеб. пособие. В 10 т. Т. II. Теория поля. 7 изд., испр. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
12. Синельников К.Д., Руткевич Б.Н. Лекции по физике плазмы. – Харьков: Изд-во ХГУ, 1964. – 242 с.
13. Сивухин Д.И. Общий курс физики. Т. V. Атомная и ядерная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.
14. Власов А.Н., Жимолоскин С.В., Колесников С.А., Маношкин А.Б., Панин В.В., Попова С.Ю., Поташевский С.С. Получение плотной плазмы при электрическом взрыве свёрнутых в тор проволочных

спиралей // Инновации в науке, производстве и образовании : сб. тр. науч.-практ. конф. / отв. ред.

К.Н. Гаврилов, В.А. Степанов ; Рязан. гос. ун-т им. С.А. Есенина. – Рязань, 2011. – 272 с.

УДК 621.382

Т.А. Холомина

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ НЧ-ШУМА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Обобщены результаты развития, теоретического и экспериментального обоснования активационно-дрейфовой модели релаксационных процессов генерации низкочастотного шума в физических барьерных слоях, а также метода шумовой спектроскопии глубоких уровней.

Ключевые слова: активационно-дрейфовая модель, глубокие уровни, спектроскопия низкочастотного шума.

Введение. Проблемы, возникающие при практической реализации многих современных полупроводниковых приборов, связаны с наличием высокого уровня собственных избыточных низкочастотных (НЧ) шумов [1]. Как известно, механизмы возникновения таких шумов связаны с процессами генерации-рекомбинации носителей заряда на глубоких ловушечных уровнях, расположенных в запрещенной зоне полупроводника. Физические процессы генерации НЧ-шума в полупроводниковых барьерных структурах описаны активационно-дрейфовой моделью, предложенной П.Т. Орешкиным [2-4], и подтвержденной многочисленными экспериментальными и расчетными данными [5, 6] и др.

Цель настоящей работы – развитие, теоретическое и экспериментальное обоснование на основе последних данных активационно-дрейфовой модели релаксационных процессов, в частности процесса генерации НЧ-шума в полупроводниковых барьерных структурах.

Теоретические исследования. На начальном этапе полупроводниками, примененными для изготовления приборов, были так называемые «lifetime» материалы, т.е. обычные легированные полупроводники, свойства которых в значительной степени определяются типом и количеством мелкой легирующей примеси. В таких материалах время жизни неосновных носителей заряда τ_n значительно (на несколько порядков величины) превышает время жизни основных τ_m , т.е. $\tau_n \gg \tau_m$. Величина τ_n характеризует время рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар или избыточных неравновесных носителей до достижения равновесного состояния. Время жизни основных носителей заряда τ_m – максвелловское время

релаксации, $\tau_m = \rho \varepsilon \varepsilon_0$, где ρ – удельное электрическое сопротивление, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 – электрическая постоянная вакуума.

Другой тип полупроводниковых материалов – это «relaxation» (релаксационные) полупроводники, в которых наблюдается противоположное соотношение характеристических времен для неосновных и основных носителей заряда, т.е. $\tau_n \ll \tau_m$ [7]. Характерной особенностью таких полуизолирующих полупроводников (собственных или компенсированных) является их высокое удельное сопротивление.

В фундаментальных трудах по физике твердого тела релаксационным материалам не уделялось значительного внимания, однако их актуальность значительно возросла в последние годы в связи с развитием ядерных и медицинских технологий и обнаруженными у этих материалов необычными свойствами [8, 9]. Примером приборов, создаваемых на основе таких полупроводников, могут служить детекторы ядерных частиц, рентгеновского и гамма-излучений. Они отличаются значительным влиянием глубоких генерационно-рекомбинационных уровней (ГУ) на физические процессы в таких материалах и полупроводниковых барьерных структурах. В [7-9] показано, что общепринятые представления теории релаксации носителей заряда в полупроводниках не были обоснованы и достаточно надежно сопоставлены с экспериментальными результатами в компенсированных полуизолирующих материалах.

В этой связи представляется возможным объединить теоретические представления о релаксации заряда в низко- и высокоомных

полупроводниковых материалах на основе активационно-дрейфовой модели, поскольку обедненные носителями заряда области пространственного заряда (ОПЗ) физических барьерных слоев представляют собой случай релаксационных материалов.

Для описания времени релаксации τ физических процессов, имеющих активационную природу, применяют закон Больцмана

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E_t / kT), \quad (1)$$

где τ_0 – множитель, которому придается разный физический смысл, ΔE_t – энергия ионизации. В книге [2] предложено рассматривать физические барьерные слои как макро-релаксаторы. Время релаксации барьерного слоя

$$\tau = d / \mu F_{cp} \exp(\Delta E_t / kT), \quad (2)$$

где d – толщина слоя Шоттки, μ – подвижность основных носителей заряда, F_{cp} – средняя напряженность электрического поля в слое.

В [2] показано, что $d / \mu F_{cp} = 2\tau_m$, где $\tau_m = r\epsilon\epsilon_0$ – максвелловское время релаксации в базе диода с удельным объемным сопротивлением r , $2\tau_m$ – время пролета основных носителей сквозь слой Шоттки с поверхности полупроводника в базу диода, т.е. при прохождении пути d . Соотношение (3) определяет время релаксации активационно-пролетного процесса:

$$\tau = 2\tau_m \exp(\Delta E_t / kT). \quad (3)$$

Такой подход оказался плодотворным для описания физических процессов при релаксационной (нестационарной) спектроскопии глубоких уровней (PCГУ, HCGУ, DLTS), спектроскопии НЧ-шума, термоактивированном переносе заряда в пленках двуокиси кремния МДП-систем и других явлениях [3-6]. Активационно-дрейфовая модель основана на рассмотрении двух совместных статистических событий – эмиссии с ГУ и дрейфа в поле ОПЗ носителей заряда. Соответственно произведение вероятностей этих событий дает общую вероятность активационно-дрейфового явления [3, 4]. При этом в ОПЗ, где свободные носители заряда отсутствуют, процессы захвата не определяют физический механизм процесса.

Указанное справедливо для диодов Шоттки и резких p^+ - n - и n^+ - p -переходов при обратном электрическом смещении. Только следует рассматривать активационную перезарядку акцепторных уровней, а физический механизм релаксационных процессов будет определяться эмиссией и пролетом дырок.

Описанные представления позволяют учесть не только активационный, но и дрейфовый компонент процесса релаксации в отличие от ранее предложенных механизмов. В [5, 6, 10-13] приведены аргументированные доказательства и экспериментальные результаты, подтверждающие развиваемую модель.

Одним из основных предметов дискуссии во время апробации модели являлся вопрос о соотношении времени активации носителя заряда с ГУ в ОПЗ обратно смещенной барьерной структуры и времени пролета в базу. Ряд авторов полагали, что временем пролета носителей заряда в ОПЗ можно пренебречь по сравнению со временем активации, однако экспериментальные результаты как П.Т. Орешкина и соавторов, так и сторонних авторов подтвердили, что время пролета носителей в ОПЗ определяется максвелловским временем релаксации в соотношении (3) и время пролета может быть сопоставимо с общим временем релаксации.

В соответствии с представлениями теории релаксации заряда в высокоомных материалах (или областях приборов) указанное представляется справедливым. Согласно [7] соотношение характеристических постоянных времени в релаксационных полупроводниках таково: время пролета носителей заряда больше времени захвата на ГУ, а время захвата превышает время активации носителя: «detrapping time < trapping time < transit time».

Известно, что спектральная плотность мощности (СПМ) избыточных низкочастотных шумов коррелирует с такими параметрами полупроводниковых приборов, как значения обратных токов, пробивных напряжений, радиационной стойкости и др. Проведенный анализ опубликованных в литературе экспериментальных результатов исследования спектров, а также температурных зависимостей СПМ НЧ-шума показал, что соответствующие кривые для диодов Шоттки, несимметричных p - n -переходов и полевых транзисторов имеют качественно сходный характер. Это указывает на единый механизм формирования избыточного шума в таких приборах [10-13].

С другой стороны, спектроскопия НЧ-шума является одним из наиболее чувствительных методов, позволяющих определить параметры глубоких центров в барьерных структурах. Методика расчета указанных параметров определяется физическими моделями, описывающими релаксационный процесс формирования низкочастотных флуктуаций.

Развитие метода спектроскопии НЧ-шума. При исследовании параметров глубоких

уровней методом спектроскопии НЧ-шума в качестве функции отклика используются спектр либо температурная зависимость СПМ НЧ-шума. Для определения параметров ГУ используются максимумы температурных зависимостей СПМ, измеренных при фиксированной частоте f_b , или характерные частоты перегиба (изменения наклона спектров НЧ-шума при фиксированной температуре T). В обоих случаях выполняется условие $\omega_b \tau = 1$, где $\omega_b = 2\pi f_b$ – круговая частота, соответствующая перегибу или максимуму, τ – время релаксации процесса.

Наличие широкого диапазона изменения времени релаксации флуктуационных процессов τ , составляющего много порядков величин, обусловлено изменением не только ΔE_t , но и τ_0 [в соотношениях (1), (3)] в пределах $0 < \tau_0 < 2\tau_M$. Обоснованием широкого диапазона изменения τ развиваемая модель устраняет одну из основных трудностей модельного описания экспериментальных спектров НЧ-шума. Энергию ионизации ГУ обычно определяли по наклону зависимостей Аррениуса $\lg \tau = \varphi(1/T)$.

В последние годы активационно-дрейфовая модель генерации НЧ-шума в физических барьерных слоях получила развитие путем учета влияния эффекта Френкеля на значение энергии ионизации глубоких уровней полупроводниковых барьерных структур [14]. При этом для описания взаимодействия носителей заряда с глубокими центрами использовались представления о дальнедействующем кулоновском потенциале, которые ранее применялись к заряженным мелким донороподобным легирующим центрам в диапазоне низких (обычно до 100 К) температур, соответствующих области примесной проводимости. Ионизация глубоких уровней происходит при более высокой по сравнению с мелкими температурой, поэтому модель применена нами к описанию процессов ионизации ГУ при комнатной и более высокой температуре. Кроме того, получена система соотношений, расширяющая рамки модели и позволяющая найти энергию ионизации ГУ при описании их посредством модели экранирующего кулоновского потенциала, впервые примененной к описанию физического механизма генерации НЧ-шума в барьерных структурах [15].

Экспериментальные исследования, проведенные независимыми методами, показали, что при расчете энергии ионизации глубоких уровней необходимо учитывать поправки, обусловленные эффектом Френкеля.

Экспериментальные результаты. Сопоставление значений энергии ионизации ГУ в

одних и тех же образцах при их экспериментальном исследовании методами РСГУ и спектроскопии НЧ-шума с учетом поправки на влияние эффекта Френкеля показало, что они обычно совпадали как между собой, так и со значениями, рассчитанными по (3). Разброс величины ΔE_t , как правило, не превышал погрешности измерений и расчета, т.е. $\pm(0,01-0,02)$ эВ.

В работе [16] приведены результаты исследования параметров глубоких центров в барьерных структурах на основе собственного арсенида галлия, используемых в детекторах заряженных частиц и рентгеновского излучения, методами РСГУ и спектроскопии низкочастотного шума. В образцах обнаружены два глубоких уровня с разной слоевой концентрацией. Показано, что высокотемпературный ГУ, имеющий большую энергию ионизации, определяет уровень спектральной плотности мощности избыточного шума и величину обратных токов детектора на основе структур Al/i-GaAs. Получено совпадение значений энергий ионизации ГУ, найденных методами РСГУ и спектроскопии НЧ-шума.

Процессы генерации и рекомбинации, происходящие с участием ГУ, являются причиной возникновения избыточных шумов и влияют на величину обратного тока в барьерных структурах. В результате анализа результатов измерений обратных ветвей вольт-амперных характеристик, а также СПМ избыточного шума и слоевой концентрации ГУ в различных образцах барьерных структур была обнаружена корреляция между величиной обратного тока, СПМ избыточного шума и слоевой концентрацией ГУ [16].

В ряде работ [1, 17] и др., опубликованных в научно-технической литературе, приведены экспериментальные результаты, свидетельствующие о зависимости параметров НЧ-шума в физических барьерных слоях, содержащих ГУ, от приложенного электрического напряжения обратного смещения.

Изучение влияния обратного электрического смещения на спектры низкочастотного шума барьерных структур позволяет уточнить физические представления о процессах генерации НЧ-шума. В наших исследованиях форма вольт-шумовой характеристики (ВШХ) диодов Шоттки при обратном смещении аппроксимировалась двумя функциями вида $\sim e^{\alpha U}$, смещенными друг относительно друга по оси напряжений [14]. Наличие точки, в которой происходит смена коэффициента α , объясняется тем, что при некоторой напряженности поля создаются

условия для генерации с ГУ и дрейфа носителей заряда. Увеличение напряжённости поля приводит к тому, что увеличивается часть активированных с ГУ носителей, пролетевших слой ОПЗ, что в результате приводит к увеличению амплитуды шумовой составляющей обратного тока структуры. В соответствии с эффектом Френкеля увеличение напряжённости электрического поля вызывает понижение потенциального барьера для отдельного атома, что, в свою очередь, приводит к увеличению количества активированных с ГУ носителей. Одновременное действие электрического поля как на дрейфовую, так и на генерационную составляющие приводит к росту числа носителей, достигших области базы и давших вклад в общий шумовой ток. С ростом обратного смещения на барьерном слое, начиная с напряжения, величина которого определяется соотношениями активационно-дрейфовой модели, происходило насыщение величины СПМ НЧ-шума

Отметим, что в работе [1], посвященной изучению характеристик детекторов ядерного излучения на основе полуизолирующего арсенида галлия, значительное внимание уделено изучению ВШХ приборов. Полученная авторами зависимость имела вид кривой, интенсивно растущей на начальном участке, который при дальнейшем увеличении напряжения переходил в участок более слабого роста. Указано, что, начиная с определенного напряжения обратного смещения на барьерном слое, происходило насыщение величины СПМ НЧ-шума. Кроме того, отмечено, что процессы релаксации заряда в высокоомной базе прибора происходят с постоянной времени максвелловской релаксации. Эти результаты, наряду с отмеченными ранее, подтверждают изложенные выше представления об особенностях процессов генерации НЧ-шума в полупроводниковых барьерных структурах.

Заключение. Представлены результаты, посвященные развитию, теоретическому и экспериментальному обоснованию активационно-дрейфовой модели релаксационных процессов в физических барьерных слоях, впервые предложенной П.Т. Орешкиным.

На основе представлений релаксационной теории полупроводников и экспериментальных результатов сторонних авторов, опубликованных в научно-технической литературе, обосновано решение дискуссионного вопроса о соотношении времени активации носителей заряда с ГУ в ОПЗ обратно смещенной барьерной структуры и времени их пролета в базу.

Отмечены результаты развития актива-

ционно-дрейфовой модели генерации НЧ-шума на основе учета влияния эффекта Френкеля на значение энергии ионизации глубоких уровней и параметры шумовых процессов полупроводниковых барьерных структур, а также экспериментальные данные, подтверждающие развиваемые физические концепции.

Практическим применением полученных результатов может служить установленная связь между значением СПМ обратно смещенной барьерной структуры и потенциальной надёжностью приборов: величиной обратных токов, наличием и суммарной концентрацией электрически активных глубоких центров. Экспресс-анализ полупроводниковых приборов по форме вольт-шумовых характеристик может способствовать выявлению потенциально ненадежных структур.

Результаты проведенных исследований позволяют заключить, что активационно-дрейфовый механизм переноса носителей заряда относится к наиболее общим физическим процессам и дальнейшей задачей является теоретическое и экспериментальное обоснование возможностей применения активационно-дрейфовых представлений к описанию и практическому применению других релаксационных процессов в барьерных структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, с использованием оборудования регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп).

Библиографический список

1. Характеристики детекторов ядерного излучения на основе полуизолирующего арсенида галлия / Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов и др. // Физика и техника полупроводников. 2004. – Т. 38. – Вып. 4. – С. 490-497.
2. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
3. Orshkin P. T. Barrier layers as resonators on deep centers // Phys. stat. sol. (a). 1991. – Vol. 123. – №2. – P. 483-491.
4. Орешкин П.Т. Барьерные слои как резонаторы на глубоких центрах // Известия вузов СССР. Физика. 1990. – № 11. – С. 21-25.
5. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней в полупроводниках / П.Т. Орешкин, М.В. Зубков, Т.А. Холомина и др. // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1992. – Вып. 2 (147)-3 (148). – С. 3-8.
6. Холомина Т.А. Физический механизм нестационарной спектроскопии глубоких уровней и генерации низкочастотного шума в барьерных слоях // Изв. вузов. Электроника. 1998. – № 2. – С. 22-26.
7. Haegel N.M. Relaxation semiconductors: in theory

and in practice // Appl. Phys. 1991. – A53. – P. 1-7.

8. *Manificier J.C. and Ardebili R.* Bulk and contact effects in p⁺-SI-n⁺ semi-insulating GaAs structures // J. Appl. Phys. 1995. – Vol.77. – P. 3174-3185.

9. Numerical analysis of Charge Transport in Semi-insulating GaAs with Two Contacts / K. Zdansky, B.K. Jones, J. Santana and T. Sloan // J. Appl. Phys. 1996. – Vol.79. – P. 3611-3618.

10. *Холомина Т.А.* Влияние центров с глубокими уровнями на процессы генерации НЧ-шума в барьерах Шоттки // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 1998. – № 2. – С. 57-59.

11. *Холомина Т.А.* Определение параметров глубоких уровней в полупроводниках при нестационарной спектроскопии и спектроскопии низкочастотного шума // Измерительная техника. 1998. – № 2. – С. 44-46.

12. *Холомина Т.А.* Математическое моделирование влияния режима имплантации на параметры пленок SiO₂ на кремнии // Математическое моделирование. 1998. – Т. 10. – № 7. – С. 21-24.

13. *Холомина Т.А.* Влияние глубоких центров на физические процессы в кремниевых барьерных структурах: дис. докт. физ.-мат. наук: 01.04.10. М.: МЭИ, 1999. – 376 с.

14. *Кострюков С.А., Холомина Т.А.* Анализ

влияния электрического поля на параметры НЧ шума барьерных структур // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах: материалы междунар. науч.-метод. семинара. – М.: МНТО РЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2007. – С. 92-97.

15. *Кострюков С.А., Холомина Т.А., Лактюшкин А.С.* Влияние обратного электрического смещения на параметры низкочастотного шума барьеров Шоттки // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах: материалы междунар. науч.-метод. семинара. – М.: МНТО РЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2009. – С. 77-82.

16. Исследование параметров глубоких центров в детекторах заряженных частиц и рентгеновского излучения на основе Al/i-GaAs / Г.П. Жигальский., С.А. Кострюков, В.Г. Литвинов, М.С. Родин, Т.А. Холомина // Радиотехника и электроника. 2007. – Т. 52. – № 10. – С. 1260-1265.

17. Шумовые методы контроля высоковольтных силовых диодов / А.Д. Геленко, А.М. Гуляев, И.Ю. Кукоев, И.Н. Мирошникова и др. // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах: материалы междунар. науч.-метод. семинара. – М.: МНТО РЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 1996. – С. 185-190.

УДК 519.632, 518.517

А.А. Трубицын

СИСТЕМА «ФОКУС» АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРОННОЙ И ИОННОЙ ОПТИКИ

Создано математическое обеспечение решения проблем теории потенциала методом граничных элементов с точностью вычислений не хуже 10⁻⁴%. Разработаны методы и алгоритмы траекторного анализа электронно- и ионно-оптических систем с точностью не хуже 10⁻³%. Предложены методы поиска условий угловой, пространственной и времяпролетной фокусировок высоких порядков для систем с произвольной электродной конфигурацией. Разработанные методы легли в основу САЕ (Computer Aided Engineering) системы «ФОКУС» моделирования и прототипирования аксиально-симметричных и планарных систем электронной и ионной оптики с практически произвольной конфигурацией электродов. Обеспечены опции обмена данными между САЕ «ФОКУС» и САЕ «SIMION», а также САД (computer aided design) пакетом AutoCAD.

Ключевые слова: САПР, САЕ-система, электронная оптика, ионная оптика.

Введение. Основным инструментом разработки оборудования для научных исследований, в том числе приборов электронной и ионной оптики, в настоящее время считаются системы автоматизированного проектирования (САПР), составляющими элементами которых являются

системы компьютерного моделирования процессов и устройств - САЕ (Computer Aided Engineering), системы автоматизированной разработки конструкторско-технологической документации - САД (computer aided design) и системы автоматизированного производства на

станках с программным управлением - САМ (*computer aided manufacturing*). Однако здесь, несмотря на существенный внешний прогресс в целом, вопросы разработки конкретных, особенно САЕ систем решаются сравнительно медленно. *Цель работы* - создать программный САЕ продукт, предназначенный для моделирования систем корпускулярной оптики, на базе последних достижений вычислительной математики и прикладной физики.

Теоретическая часть. Численное моделирование (анализ) ионно- и электронно-оптических систем (ЭОС) традиционно включает в себя три самостоятельных раздела:

- 1) расчет электростатического и магнитного поля в рабочем объеме;
- 2) расчет траекторий заряженных частиц в электромагнитном поле системы;
- 3) вычисление интегральных характеристик ЭОС, таких как угловая фокусировка определенного порядка, дисперсия, разрешающая способность, абберационные искажения и т.д.

Для максимально эффективного решения отмеченных выше задач создана САЕ система «ФОКУС» [1,2], представляющая собой совокупность нескольких программных модулей, каждый из которых решает самостоятельную задачу.

Модуль *Design* – графический редактор. Предназначен для формирования и модификации конструкции ЭОС. Сечение электродной системы каждой ЭОС может представляться объединением следующих примитивов – отрезка, дуги окружности, параболы, гиперболы, сплайна, прямоугольника и эллипса. Каждый электрод системы с заданным на нем потенциалом представляет собой замкнутый и ориентированный против часовой стрелки конур, что позволяет создать предпосылки для моделирования конструкций с электродами конечной толщины и произвольной формы, т.е. конструкций, максимально приближенных к реальным устройствам. Дополнительно в модуле обеспечивается возможность трехмерного представления моделируемых схем (см. рисунки 1 и 2).

Средствами модуля *Design* может быть также создана произвольная форма питающего напряжения для использования в траекторном анализе ЭОС с переменными полями.

Вычисление функции распределения потенциала в электронно-оптической системе заключается в решении уравнения Лапласа (или Пуассона при учете влияния пространственного заряда) в некоторой области при известных значениях потенциалов электродов системы.

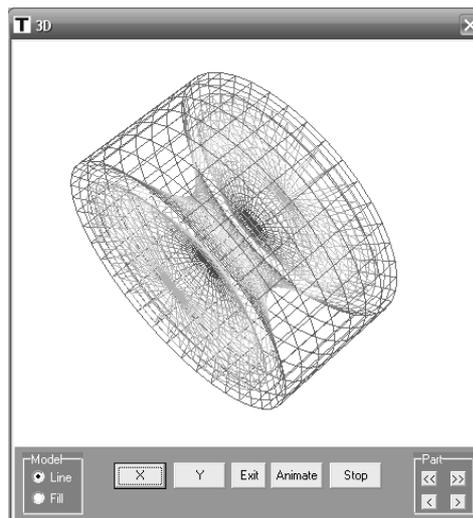


Рисунок 1 – Каркасное трехмерное отображение аксиально-симметричной гиперболической системы

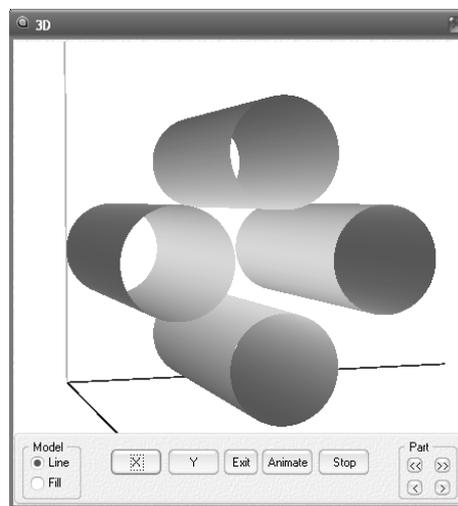


Рисунок 2 – Трехмерное отображение планарной квадрупольной системы

Математическая формулировка задачи следующая.

Требуется решить краевую задачу для уравнения Пуассона относительно потенциала u в области Ω с границей Γ :

$$\Delta u(\xi) = \rho, \text{ где } \xi \in \Omega \cup \Gamma$$

с граничными условиями

$$u(\xi) = u_0(\chi) \text{ на } \Gamma_1,$$

$$q(\xi) = q_0(\chi) \text{ на } \Gamma_2,$$

где $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, $q = \partial u / \partial n$, u_0 , q_0 – заданные функции, $\chi \in \Gamma$, n – внешняя нормаль границы Γ , ρ – объемная плотность заряда.

Для численного решения задачи в настоящее время широкое распространение в основном получили три следующих метода: метод конечных разностей (МКР), метод конечных элементов (МКЭ) и метод граничных элементов (МГЭ).

Методы конечных разностей [3] без особых затруднений могут быть применены для моделирования полей в системах с простой конфигурацией электродов, когда узлы сетки разбиения области точно укладываются на границу области. При решении внешней задачи приходится вводить замыкающую поверхность с искусственно накладываемыми граничными условиями, например равенством нулю нормальной производной потенциала.

Метод конечных элементов [4] с успехом может быть использован для исследования систем со сложной конфигурацией электродов. Однако нерегулярное расположение узлов с вычисленными в них значениями потенциалов в общем случае затрудняет проведение траекторного анализа, что ограничивает МКЭ задачами электрической прочности, и в основном это внутренние задачи.

К самым продвинутым численным методам решения задач математической физики, появившимся в компьютерную эпоху, следует отнести метод граничных элементов [5]. Метод граничных элементов надлежит рассматривать как подлинно численную реализацию широко известного метода интегральных уравнений [6]. К достоинствам МГЭ следует отнести простоту алгоритмизации, возможность решения как внешних, так и внутренних задач теории потенциала с произвольной конфигурацией границы (и с разномасштабными элементами) исследуемой области.

Интегральное уравнение как для внутренней, так и для внешней задач Дирихле в случае отсутствия объемных зарядов и аксиальной симметрии записывается в виде:

$$\begin{aligned} \gamma(\xi)u(\xi) + \int_{\Gamma} u(\chi)Q^*(\xi, \chi)R(\chi)d\Gamma(\chi) = \\ = \int_{\Gamma} q(\chi)U^*(\xi, \chi)R(\chi)d\Gamma(\chi), \end{aligned}$$

где $U^*(\xi, \chi)$ – фундаментальное решение, $Q^*(\xi, \chi) = \partial U^* / \partial n$, $R(\chi)$ – значение координаты r в точке $\chi \in \Gamma$, $q(\chi) = du(\chi) / dn$, $\xi \in \Omega \cup \Gamma$, функция $\gamma(\xi) = 4\pi$ для $\xi \in \Omega$ и определяется в общем случае конфигурацией границы в точке ξ для $\xi \in \Gamma$. Для планарных задач функция $R(\chi) = 1$, а $\gamma(\xi) = 2\pi$ для $\xi \in \Omega$.

Основные трудности при решении последнего интегрального уравнения, в том числе численными методами, вызываются сингулярным поведением подынтегральных функций, что приводит к недопустимо высокой погрешности вычислений. Разработка оригинальной численной математической методики [7-9] исключения

или ослабления указанных особенностей в подынтегральных функциях позволила сделать МГЭ мощным средством решения задач теории потенциала в системах с практически произвольной конфигурацией границы и обеспечить уровень точности вычислений, ограниченный в пределе лишь ошибками округления.

Созданный эффективный математический аппарат по определению функции распределения потенциала в ЭОС явился основой модуля *Field_E* программы «ФОКУС». На рисунках 3 и 4 в качестве примеров представлены закодированные в оттенках серого результаты вычисления функции распределения потенциала в некоторых широко используемых на практике системах.

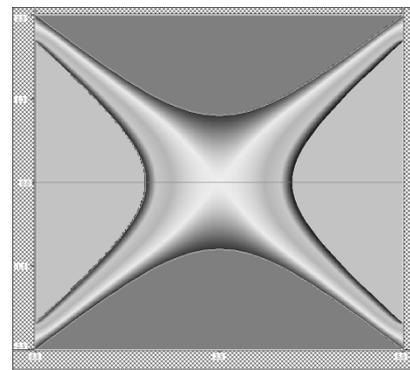


Рисунок 3 – Отображение картины электростатического поля в меридиональном сечении гиперболической линзы

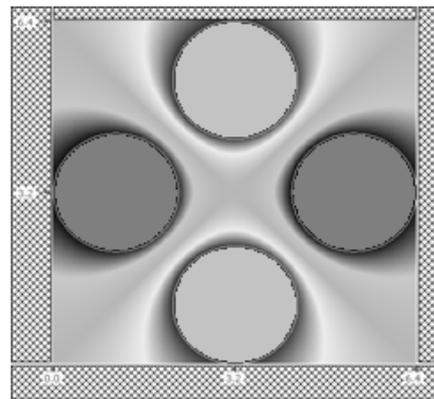


Рисунок 4 – Отображение картины электростатического поля в сечении бесконечно протяженного квадрупольного

С целью обеспечения возможности моделирования магнитных ЭОС разработан и интегрирован в САЕ «ФОКУС» модуль *FIELD_M*. В модуле реализовано решение задачи вычисления функции распределения индукции магнитного поля множества соленоидов посредством прямого применения одного из основных законов магнитостатики – закона Био-Саварра-Лапласа, позволяющего определить величину индукции магнитного поля, создаваемого

элементарными токами, в любой точке пространства [10, 11]. Положение каждого соленоида в пространстве задается координатами центра его верхнего основания и двумя углами, определяющими ориентацию его оси в пространстве. Решение задачи производится представлением результирующего поля суперпозицией магнитных полей множества соленоидов, где поле каждого из которых, в свою очередь, определяется как суперпозиция магнитных полей элементарных круговых токов (витков). Составляющие по осям Ox , Oy и Oz индукции магнитного поля витка, расположенного в плоскости xOy , в любой точке пространства вычисляются через суперпозицию полей малых конечных дуг, образующих круговой ток в соответствии с формулами:

$$B_x = I \cdot z \sum_{i=1}^N \frac{\Delta y_i}{r_i^3}, \quad B_y = -I \cdot z \sum_{i=1}^N \frac{\Delta x_i}{r_i^3},$$

$$B_z = I \sum_{i=1}^N \frac{(y - y_i) \cdot \Delta x_i - (x - x_i) \cdot \Delta y_i}{r_i^3},$$

где I – ток соленоида, N – количество малых дуг, на которые разбит виток; Δx_i , Δy_i – проекция i -ой малой дуги на оси Ox и Oy соответственно; x_i , y_i – координаты центра i -ой дуги; x , y , z – координаты точки наблюдения,

$$r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + z^2}.$$

На рисунке 5 представлено взаимное расположение ЭОС и трех соленоидов в 2D-формате (а) и продемонстрированы результаты вычисления магнитного поля в такой системе в виде закодированной оттенками серого величины поля с наложенными силовыми линиями (б).

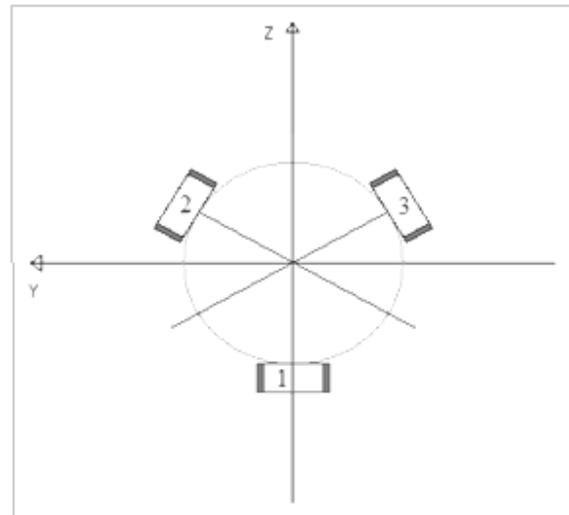
В каждой произвольной точке анализируемого пространства может быть отображена числовая информация о всех трех составляющих индукции магнитного поля.

В модуле *Field_M* для удобства представления реализована пользовательская опция трехмерного отображения конструкции ЭОС и множества моделируемых соленоидов.

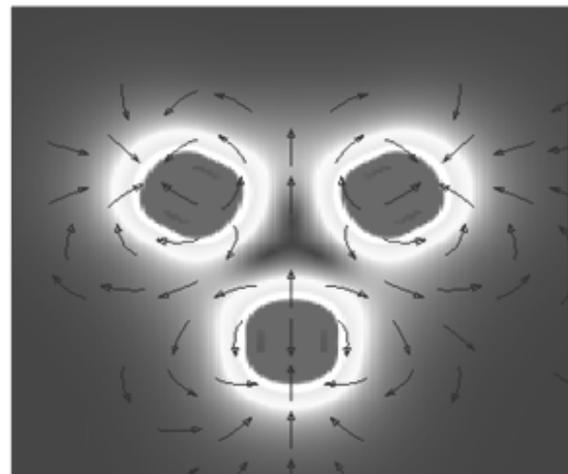
Следующий модуль САЕ «ФОКУС» – модуль траекторного экспресс-анализа. В статических плоских и аксиально-симметричных полях движение частицы в базовой плоскости или в плоскости симметрии может быть описано с помощью системы двух дифференциальных уравнений второго порядка (уравнений движения) с независимой временной переменной t .

Для численного решения системы широко применяются положительно зарекомендовавшие себя численные методы на основе схем Рунге-

Кутты, и несколько реже – схемы прогноза-коррекции (методы Милна, Адамса, Хемминга и т.д.). Все они приблизительно разрешают уравнения движения и, как показывает практика, являются в достаточной мере корректными



а



б

Рисунок 5 – Сечение соленоидов 1, 2 и 3, оси которых перпендикулярны к оси Ox симметрии ЭОС (а), и картина магнитного поля (б) в плоскости, проходящей через центры соленоидов

Однако указанные стандартные схемы при организации счета не контролируют выполнения одного из базовых законов природы – закона сохранения энергии. Энергия при численном интегрировании здесь не сохраняется. В большинстве случаев это не приводит к каким-либо серьезным отрицательным последствиям, но имеются задачи, например, с сильными градиентами потенциала или с тормозящими полями, где решение может оказаться катастрофично отличающимся от действительного. Для предотвращения «катастроф» разрабатывают специальные, так называемые балансные схемы. При этом значительно усложняется

алгоритм и ухудшается его надежность.

Для исправления ситуации разработан метод [12], построенный на предположении строгого выполнения закона сохранения энергии при численном решении дифференциального уравнения, описывающего поведение заряженной частицы в статическом консервативном поле.

Вычисление траектории частицы массой m и с зарядом q осуществляется численным интегрированием одного обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка

$$\frac{dy}{dx} = \pm \sqrt{\frac{y_0^2 - \frac{q}{m}P(y)}{x_0^2 - \frac{q}{m}P(x)}}$$

и вычислением составляющих скорости

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \pm \sqrt{x_0^2 - \frac{q}{m}P(x)} \\ \dot{y} &= \pm \sqrt{y_0^2 - \frac{q}{m}P(y)}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} P(x) &= u(x, y) - u(x_0, y) + u(x, y_0) - u(x_0, y_0), \\ P(y) &= u(x, y) - u(x, y_0) + u(x_0, y) - u(x_0, y_0). \end{aligned}$$

После каждого шага численного интегрирования определяются составляющие скорости и производится замена $x_0 \leftarrow x$, $y_0 \leftarrow y$, $\dot{x}_0 \leftarrow \dot{x}$, $\dot{y}_0 \leftarrow \dot{y}$. Затем вычисления повторяются вновь. Целесообразно отметить то, что здесь отсутствует требование определения составляющих градиента потенциала по осям x и y . Поэтому условно метод можно назвать «безградиентным».

Предложенный метод реализован в виде программного модуля *Path_S* и предназначен для вычислений плоских траекторий. В качестве демонстрации на рисунке 6 показаны траектории заряженных частиц в поле сферического конденсатора, обладающего, как известно, идеальной угловой фокусировкой и отражающего точечный источник S в диаметрально противоположную точку C в каждом своем трансаксиальном сечении.

Более мощный набор пользовательских функций и аналитических возможностей предоставляет другой разработанный модуль (трехмерного) траекторного анализа систем с переменным электрическим и наложенным постоянным магнитным полями – модуль *Path_D*. Заметим, что статические электрические поля являются частным случаем выше указанных полей.

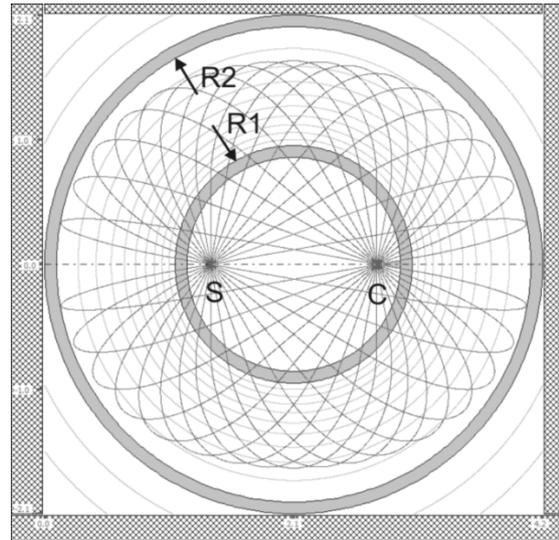


Рисунок 6 – Траектории заряженных частиц в поле сферического конденсатора в диапазоне начальных углов 10^0 - 170^0 с шагом 10^0 : радиус внутренней сферы – $R1=1$, внешней – $R2=2$; их потенциалы – 0 и 1 соответственно; энергия частиц – 1

Для численного решения системы трех уравнений движения по осям координат каждое из уравнений представляется совокупностью двух уравнений первого порядка, что для случая переменного электрического и постоянного магнитного полей приводит к системе шести уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = v_x(x, y, z, t) \\ \frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m} (E_x(x, y, z, t) + (v_y B_z - v_z B_y)) \\ \frac{dy}{dt} = v_y(x, y, z, t) \\ \frac{dv_y}{dt} = \frac{q}{m} (E_y(x, y, z, t) + (v_z B_x - v_x B_z)) \\ \frac{dz}{dt} = v_z(x, y, z, t) \\ \frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m} (E_z(x, y, z, t) + (v_x B_y - v_y B_x)) \end{cases}$$

где q и m – заряд и масса частицы, $E_x = -\partial u / \partial x$, $E_y = -\partial u / \partial y$, $E_z = -\partial u / \partial z$ – составляющие градиента потенциала, а составляющие индукции магнитного поля являются функциями только пространственных координат x, y, z .

К решению последней системы адаптирован алгоритм Рунге-Кутта-Фельберга [13]. Тестирование алгоритма на задачах с аналитическими решениями показало значительное увеличение точности расчетов (по сравнению со стандартным методом Рунге-Кутта) на каждом шаге

интегрирования (более чем на порядок) при возрастании в среднем общей скорости счета приблизительно в 5 – 10 раз с учетом обеспечения гарантий требуемой погрешности.

Серьезное внимание при разработке САЕ «ФОКУС» было уделено проблеме определения напряженности поля (градиента потенциала), входящей в правую часть дифференциальных уравнений движения.

Для планарных задач получены аналитические выражения напряженности поля в любой точке пространства через конечные ряды [14], обеспечивающие точность вычислений на уровне ошибок округления вплоть до границы области.

Как показывает опыт, для аксиально-симметричных задач определение градиентов в плоскости симметрии наиболее эффективно осуществляется с использованием конечно-разностных формул дифференцирования двумерной дискретной функции распределения потенциала и последующей интерполяции двумерной сетки градиентов.

Априорные оценки погрешностей численного дифференцирования позволили сделать вывод о необходимости и достаточности практического применения конечно-разностных формул, определенных на пятиточечном шаблоне.

Разрабатываемое компьютерное приложение ориентировано на моделирование систем электронной оптики с реальной толщиной электродов, поэтому на границе электродов функция распределения потенциала будет с изломом, а напряженность поля в этой точке будет испытывать скачок.

Для исследований погрешностей численного дифференцирования использовались характерные в указанном классе задач комбинации аналитических функций, однако определенных в дискретном наборе узлов. Численные оценки относительных погрешностей применения пятиточечных аппроксимаций производных этих функций следующие: средняя погрешность – 0,0074, максимальная погрешность (вблизи излома функции) – 0,44.

Как и следовало ожидать, использование стандартных конечно-разностных формул приводит к большим погрешностям вблизи границ электродов.

Значительное улучшение точности может быть достигнуто с помощью применения следующего алгоритма. Для каждой точки двумерной сетки, наложенной на расчетную область, определяется ее принадлежность какому-либо электроду системы. В случае нахождения точки внутри электрода градиент в ней полага-

ется равным нулю. В противном случае анализируется принадлежность электродам соседних точек и в зависимости от этого и конкретных ситуаций выбираются для вычислений составляющих градиента либо правые, либо левые разности. Если же все соседние точки являются внешними по отношению к электродам системы, то используются центральные разности как наиболее точные.

Численные оценки относительных погрешностей применения таких аппроксимаций следующие: средняя погрешность – $7.4 \cdot 10^{-7}$, максимальная погрешность – $6.4 \cdot 10^{-5}$.

Рассмотренный метод позволяет определить составляющие (по θx и θr) градиента потенциала в узлах двумерной сетки разбиения расчетной области. Однако при интегрировании уравнений движения требуется знание составляющих градиента в произвольных точках области (между узлами). С этой целью необходимо провести двумерную интерполяцию узловых (сеточных) значений составляющих градиента.

На прямоугольной сетке удобна последовательная интерполяция. Для этого на сетке фиксируется прямоугольник, состоящий из $k \cdot k$ узлов, в который попадает искомая точка с координатами (x, r) . Для внутренней части расчетной области количества узлов сетки справа и слева, а также сверху и снизу от искомой точки задаются одинаковыми. При приближении к границе области эти количества естественным образом будут отличаться. В качестве интерполирующих функций хорошо зарекомендовали себя сплайны [15]. При последовательной интерполяции сначала проводится одномерная сплайн-интерполяция по строкам, т.е. на каждой из k строк определяются значения функции в точках с координатой x . Затем проводится одномерная сплайн-интерполяция по полученному столбцу с k значениями и находится искомое значение составляющих двумерного градиента в точке (x, r) .

Разработанный модуль траекторного анализа ориентирован на вычисление траекторий заряженных частиц в трехмерном пространстве, что требует знания x , y и z составляющих градиента.

Для планарных полей градиент потенциала по третьей координате z равен нулю.

В случае аксиально-симметричных полей описанный выше алгоритм двумерной интерполяции позволяет восстановить значения составляющих градиента в любой произвольной точке (x, r) меридиональной плоскости $x\theta r$: вдоль оси симметрии θx (E_x) и в радиальном направлении θr (E_r). Переход к декартовым координатам не

требует сложной математики. В каждой точке (y, z) плоскости yOz , перпендикулярной к оси симметрии Ox , y -я и z -я составляющие градиента находятся из выражений

$$E_y(x, y, z) = E_r(x, r) \cdot \cos\varphi = E_r(x, r) \cdot y/r,$$

$$E_z(x, y, z) = E_r(x, r) \cdot \sin\varphi = E_r(x, r) \cdot z/r,$$

где $r = \sqrt{y^2 + z^2}$, а x -я составляющая не зависит от полярного угла φ и является функцией переменных в меридиональной плоскости, т.е. $E_x(x, y, z) = E_x(x, r)$.

Статические электрические поля являются лишь частным случаем переменных во времени (динамических) полей. Последние находят широкое применение в динамической, в том числе в квадрупольной масс-спектрометрии, в системах транспортировки и фокусировки импульсных потоков и т.д.

Изменяющееся поле в рабочем пространстве ЭОС на практике реализуется подачей на электроды системы переменного напряжения $S = S(t)$. В итоге в каждой точке пространства и в каждый момент времени напряженность при небольших частотах колебаний напряжения $S(t)$ является мультипликацией статической и переменной составляющих поля, т.е.

$$\vec{E}(x, y, z, t) = S(t)\vec{E}(x, y, z).$$

На рисунке 7 продемонстрированы функциональные возможности программной реализации в модуле *Path_D* рассмотренных выше математических идеализаций.

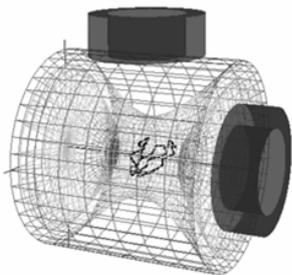


Рисунок 7 – Траектория частицы в трехмерной ионной ловушке с синусоидальным высокочастотным электрическим полем и наложенным магнитным полем двух соленоидов

Абсолютный вакуум является абстрактной категорией. В той или иной мере заряженные частицы при их движении сталкиваются с отдельными атомами газовой среды. С другой стороны, часть устройств имеет газ своим рабочим элементом – это квадрупольные масс-спектрометры, где легкие инертные газы используются для сжатия фазового объема ионного облака, это газоразрядные приборы и т.п. Таким образом, для полноты картины и дальнейшего расширения класса решаемых

задач необходимы средства моделирования траекторий заряженных частиц с учетом процессов их столкновений с атомами. При этом анализ имеющихся научных результатов в этой области показывает на существование двух, совершенно различных теоретико-описательных подходов к решению такой проблемы: первый для больших (тяжелых) частиц – ионов и второй для маленьких (легких) – электронов. Это связано с длиной волны де Бройля – для электронов при их движении с характерными в электронной оптике энергиями (доли эВ – десятки кэВ) длина волны совпадает с размерами атомов, и в этом случае квантово-механические механизмы взаимодействия начинают превалировать над классическими.

Указанные подходы нашли отражение в математическом аппарате и алгоритмах решения задач столкновений в разрабатываемом программном комплексе.

Для описания столкновения ионов с атомами использовано приближение упругих шаров, и записанные (в центре масс сталкивающихся иона и атома) законы сохранения импульса и кинетической энергии позволяют элементарно получить (разыграть методом Монте-Карло) энергию и направление движения иона после взаимодействия.

Столкновение электрона и атома имеет существенно более сложный характер вследствие действия в этом случае законов квантовой механики. На основе имеющихся в литературе на настоящий момент экспериментальных и теоретических данных разработан соответствующий алгоритм, подробно изложенный в работе [16].

Суть его заключается в следующем. Для организации вычислений прохождения электронов в условиях взаимодействий с молекулами газа задаются давление и температура газа, газокинетический диаметр молекулы, по которым определяется длина свободного пробега в газокинетическом приближении, и запускается процесс моделирования траектории.

Вычисление каждого участка траектории начинается с определения значения длины свободного пробега электрона по текущему значению его кинетической энергии и статистического разыгрывания конкретного значения длины свободного пробега в данном испытании.

При прохождении электроном расстояния, равного длине свободного пробега, вероятностно определяется характер столкновения – упругий или неупругий.

Для упругих столкновений разыгрываются угол рассеяния и составляющие скорости

электрона после взаимодействия с молекулой.

Для неупругих столкновений разыгрываются угол рассеяния, энергия с учетом потерь и составляющие скорости электрона после взаимодействия с молекулой.

Затем процесс вычисления следующего участка траектории повторяется по той же схеме.

На рисунке 8 показана траектория электрона при его движении в постоянных электрическом и магнитном полях с учетом столкновений с молекулами воздуха.

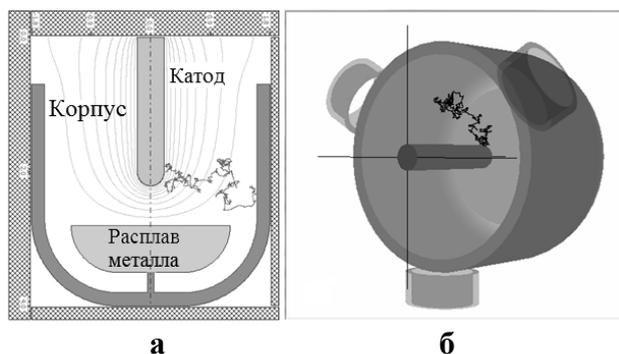


Рисунок 8 – Траектория электрона в режиме столкновений с молекулами воздуха в рабочем объеме печи дуговой плавки с тремя внешними соленоидами, предназначенными для пространственной стабилизации электрического разряда: (а) плоское представление, (б) трехмерное представление

К отдельной проблеме моделирования систем электронной оптики относятся вопросы исследования их фокусирующих свойств, математически описываемых в терминах теории аббераций. Однако существующий до настоящего времени аппарат численного моделирования ЭОС допускает лишь анализ абберационных коэффициентов и их минимизацию посредством перебора вариантов. К тому же исследование высших абберационных коэффициентов требует вычисления численными способами производных соответствующих порядков. Достоверно известно, что с допустимыми на практике погрешностями численно могут быть определены от экспериментальных функций производные лишь низких порядков (до второго включительно).

Порядок фокусировки показывает количество нулевых слагаемых (абберационных коэффициентов) в ряде Тейлора разложения координат точек «приземления» заряженных частиц в окрестностях точки фокуса по изучаемому параметру и является одним из главных критериев качества электронно-оптических систем. В САЕ «ФОКУС» реализованы авторские методы поиска условий угловой [17], пространственной [18] и времяпролетной [19]

фокусировок высших (второго и более) порядков, базирующиеся на оценке корреляции некоторой функции, описывающей связь входных и выходных параметров траекторного анализа и степенной по отношению к начальному углу или координате функции. В качестве выходной информации на основе расчета множества траекторий здесь предоставляются синтезированные данные о порядке фокусировки, координатах источника, начальном угле движения частицы по центральной траектории и координатах точки наилучшей фокусировки.

Весьма актуальной задачей проектирования в последнее время становится задача распараллеливания вычислений, от решения которой напрямую зависит не только темп проектирования, а значит и скорость отклика на изменение рыночной конъюнктуры, но и качество самой разработки. Алгоритмы параллельных вычислений активно внедряются в приложение «ФОКУС» [20] и постепенно становятся неотъемлемой частью процесса моделирования.

Другим практически важным направлением развития САЕ «ФОКУС» рассматривается организация надежно обеспеченного взаимодействия со стандартными САЕ и САД системами. На данный момент в приложении «ФОКУС» реализованы возможности импорта и экспорта файлов описания электродных систем, что обеспечивает совместимость с САЕ «SIMION» (рисунок 9), и миграции данных (электродная система, траектории частиц) из «ФОКУС» в САПР AutoCAD с помощью COM-интерфейсов (рисунок 10).

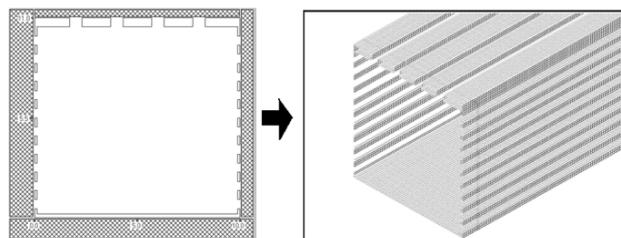


Рисунок 9 – Экспорт электродной системы из САЕ «ФОКУС» в САЕ «SIMION»

Экспериментальная часть. Разработанные методы и алгоритмы, программно реализованные в САЕ «ФОКУС», подвергались глубокому тестированию по стандартным методикам. На основании сравнительного анализа расчетных данных и известных аналитических решений установлено, что в реальном времени могут быть достигнуты следующие характеристики:

- вычисление потенциалов (вплоть до границы области) с точностью не хуже $10^{-4}\%$;
- вычисление траекторий частиц с точностью не хуже $10^{-3}\%$;

- вычисление параметров при поиске условий фокусировки (угловой, пространственной, времяпролетной) с точностью не хуже $10^{-20}\%$.

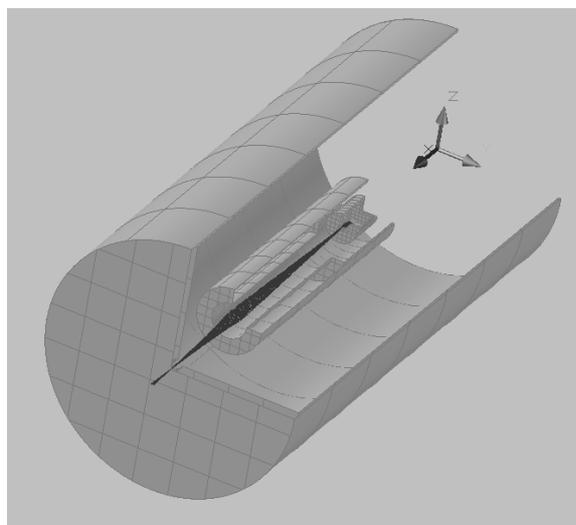


Рисунок 10 – Экспортированные из САЕ «ФОКУС» в САПР AutoCAD результаты траекторного анализа электронного прожектора

САЕ «ФОКУС» находится в постоянном развитии, диктуемом задачами, возникающими из реальной практики. В разное время средствами приложения «ФОКУС» были спроектированы и доведены до практической реализации электронно-оптические устройства, являющиеся базовыми узлами вакуумного физико-аналитического и технологического оборудования.

На рисунке 11 представлены фотографии энергоанализаторов для электронной оже- и рентгеноэлектронной спектроскопии [21 - 23]. Энергоанализаторы при светосиле свыше 10 % от полного телесного угла способны обеспечить уровень относительного энергетического разрешения менее 1 %, абсолютную энергетическую полосу пропускания в режиме предварительного торможения фотоэлектронов менее 1 эВ.

На рисунке 12 показан внешний вид острофокусного рентгеновского источника с анодом пролетного типа [24], предназначенного для использования в установках локального и растрового рентгеноструктурного, а также рентгеноэлектронного анализа и рентгеноскопии объектов микро- и наноэлектроники, в том числе готовых интегральных схем; в технологическом оборудовании локального воздействия рентгеновского излучения; в медицинском оборудовании, биологии и т.п.

Потребительские характеристики рентгеновского источника следующие:

- мощность до 10 Вт;
- срок службы порядка 10 000 часов;
- диаметр пятна излучения менее 100 мкм;

- минимальное расстояние между зоной излучения и исследуемым объектом 0,1 – 0,2 мм.

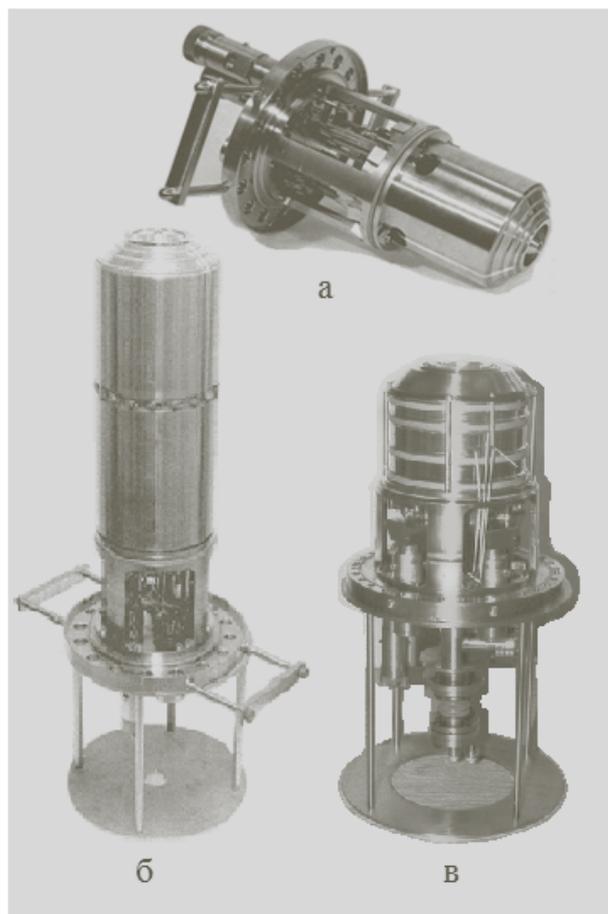


Рисунок 11 – Цилиндрический зеркальный энергоанализатор для оже-спектроскопии (а), двухкаскадный цилиндрический зеркальный энергоанализатор для рентгеноэлектронной спектроскопии (б) и двухступенчатый конический энергоанализатор с аксиально встроенным рентгеновским источником (в)



Рисунок 12 – Фотография острофокусного рентгеновского источника

Заключение. В статье отображены результаты работы, направленной на создание максимально эффективной САЕ-системы по проектированию систем электронной и ионной

оптики. Кратко рассмотрены математические аспекты решения задачи, и исследованы точностные характеристики предложенных методов. Отражены структура и аналитические возможности разработанного программного продукта. Отмечены практические результаты применения САЕ «ФОКУС» при проектировании узлов физико-аналитического оборудования.

Библиографический список

1. Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ № 2007610875. (Focus_pro). Моделирование электронно-оптических систем с произвольной конфигурацией электродов / А.А. Трубицын.
2. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2010612965. Focus Planar System / В.И. Астахов., А.А. Трубицын.
3. Самарский А.А. Теория разностных схем.- М.: Наука, 1983. - 616 с.
4. Деклау Ж. Метод конечных элементов.- М.: Мир, 1976. - 316 с.
5. Бреббия К., Телес Ж., Вроубель Л. Методы граничных элементов.- М.: Мир, 1987.- 524 с.
6. Матвеев А.Н. Электродинамика.- М.: ВШ, 1980.- 383 с.
7. Трубицын А.А. Вычисление сингулярных интегралов при решении задачи Дирихле методом граничных элементов // Журнал вычислит. матем. и матем. физики. 1995. - Т. 35. - № 4. - С. 532-541.
8. Трубицын А.А. Программа «Фокус» моделирования аксиально-симметричных электронно-оптических систем: алгоритмы и характеристики // Прикладная физика. 2008. - № 2. - С. 56-62.
9. Астахов В.И., Дягилев А.А., Трубицын А.А. Программный комплекс "Focus Planar System" для моделирования планарных электронно- и ионно-оптических систем // Прикладная физика. 2010. - № 5. - С. 66-72.
10. Корытчинков Д.Е., Трубицын А.А., Дягилев А.А. Численное моделирование магнитного поля соленоида // Вестник РГРТУ. 2008. - № 3. вып. 25. - С. 49-51.
11. Корытчинков Д.Е., Трубицын А.А., Жулева С.Ю. Алгоритм моделирования магнитного поля совокупности произвольно ориентированных соленоидов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2008. - № 3, вып. 60. - С. 225-230.
12. Трубицын А.А. Расчет траектории движения материальной точки в двумерном (осесимметричном) консервативном поле // Журнал вычислит. матем. и матем. физики.- 1990. - Т. 30, № 7. - С. 1113-1115.
13. Трубицын А.А., Гуров В.С., Корытчинков Д.Е. Алгоритм решения уравнений движения заряженной частицы в электромагнитном поле методом Рунге-Кутта-Фельберга с контролем точности вычислений // Электроника: Межвуз. сб. науч. трудов. Рязань: РГРТУ, 2009. - С. 23-28.
14. Трубицын А.А., Гуров В.С., Мамонтов Е.В., Дягилев А.А. Решение плоской внешней задачи Дирихле методом граничных элементов // Вестник РГРТУ. 2008. - № 2, вып. 24. - С. 91-94.
15. de Бор К. Практическое руководство по сплайнам.- М.: Радио и связь, 1985.- 304 с.
16. D.V. Kiryushin, D.E. Korytchinkov, D.V. Suvorov, A.A. Trubitsyn, V.N. Shurikoy. Numerical Model of Motion of Electron in Gas // Eurasian Physical Technical Journal. 2010. - Vol. 7, № 2(14). 2. - P. 39-48.
17. Трубицын А.А. Корреляционный метод поиска угловой фокусировки высших порядков // ЖТФ. 2001. - Т. 71. вып.5. - С. 126-127.
18. Скунцев А.А., Трубицын А.А. Численный метод поиска условий пространственной фокусировки высших порядков // Вестник РГРТУ. 2009. - № 4. вып. 30. - С. 40-43.
19. Trubitsyn A.A., Astakhov V.I., Grachev E.Yu. The numerical techniques of conditions search of high order time-of-flight focusing // Abstracts of Eighth International Conference on Charged Particle Optics (CPO-8). - Singapore, 2010. - P.186-187.
20. Гуров В.С., Дягилев А.А., Иванов В.С., Трубицын А.А. Реализация алгоритма распараллеливания вычислений при решении задач теории потенциала методом граничных элементов // Вестник РГРТУ. 2009. - № 1. вып. 27. - С. 80-83.
21. Цилиндрический зеркальный анализатор с регулируемым входным углом и выходной диафрагмой / Горелик В.А., Засыпкин А.А., Кареева Л.А., Протопопов О.Д., Трубицын А.А., Якушев Г.А. // ПТЭ. 1990. - № 2. - С. 236.
22. Двухкаскадный анализатор энергии электронов / Полонский Б.А., Протопопов О.Д., Трубицын А.А., Шувалова З.А., Якушев Г.А. // ПТЭ. 1993. - № 6. - С. 200-201.
23. Встраиваемый аналитический модуль для рентгеноэлектронной спектроскопии / Трубицын А.А., Якушев Г.А., Кратенко В.И., Махов И.Е., Касько И.В., Pfitzner L. // ПТЭ. 1998. - № 4. - С. 120-126.
24. Трубицын А.А., Суворов Д.В. Разработка опытного образца источника рентгеновского излучения и стенда тестирования (государственный контракт №7857р/11279 от 16.04.2010) // Научно-технический отчет. 2011. - № И110906122503. - 62 с.