

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.382.2, 629.7.064.56

А.Е. Чижиков, С.Б. Ильичев, А.А. Поворинский**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N ПЕРЕХОДА КРЕМНИЕВОГО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА**

Разработана методика получения прямой ветви неискаженной темновой вольт-амперной характеристики (ВАХ) p-n перехода кремниевого солнечного элемента путем анализа переходных процессов в импульсном режиме. Приведены результаты экспериментального исследования моно- и поликристаллического СЭ большой площади. Полученные значения контактного потенциала и рассчитанного по ВАХ теплового тока хорошо соответствуют их известным значениям для p-n переходов на основе кремния. Сравнение с расчетным ходом прямой ветви темновой ВАХ, учитывающей наличие токов генерации-рекомбинации, также подтверждает малое отличие экспериментальной характеристики от теоретической.

Ключевые слова: солнечные элементы, вольт-амперная характеристика, переходные процессы.

Введение. Принцип работы СЭ состоит в генерации электронно-дырочных пар при поглощении квантов света на границе металл-полупроводник, в p-n переходе или переходе между участками одного полупроводника с разной концентрацией примеси. При этом существенного изменения характеристик самих слоев не происходит из-за малой избыточной концентрации генерируемых носителей по сравнению с концентрацией, полученной в ходе техпроцесса изготовления. Благодаря этому появляется возможность определения параметров структуры по ее темновым характеристикам, т.е. в нерабочем режиме – в отличие от световых характеристик.

Неискаженная ВАХ p-n перехода структуры солнечного элемента позволяет определить по ее темновым характеристикам такие параметры структуры, как тепловой ток и величина потенциального барьера. При наличии сведений о некоторых параметрах базовой области (удельное сопротивление, время жизни носителей, подвижность, геометрические размеры) можно рассчитать концентрацию носителей в эмиттерной области, их подвижность, коэффициент диффузии, диффузионную длину и получить другие сведения [1].

Вольт-амперная характеристика любой

структуры на основе p-n перехода зависит от наличия последовательного и параллельного шунтирующего сопротивления, а также от влияющих емкостей и других составляющих.

Анализ конструкции однопереходного СЭ позволяет сделать вывод о том, что его последовательное сопротивление содержит следующие составляющие:

- сопротивление контактной сетки электродов;
- переходные контактные сопротивления (обратно пропорциональные площади контактов);
- сопротивления поверхностного слоя протекающему току;
- сопротивление базового слоя в поперечном направлении;
- сопротивление сплошного тыльного контакта;
- сопротивление изотипного p^+ -p перехода.

Шунтирующее сопротивление обусловлено наличием различного рода токов утечки в приборе как через переход, так и по периметру СЭ. Трудности учета этих факторов приводят к необходимости использовать сложные экспериментальные методики и (или) громоздкие приближенные аналитические соотношения [2,3,4].

Снимаемые как на постоянном токе, так и в импульсном режиме ВАХ структуры не позволяют даже косвенно судить о свойствах самого $p-n$ перехода. В то же время надежные данные о параметрах структуры можно получить только по неискаженной ВАХ перехода. Такая возможность появляется при более полном использовании информации о переходных процессах при выключении тока через структуру.

Целью данной работы является получение неискаженной темновой ВАХ $p-n$ перехода СЭ.

Основные теоретические соотношения.

Основными причинами отклонения ВАХ от экспоненциального хода являются последовательные и параллельные сопротивления структуры, а также появление помимо инжекционной составляющей тока токов генерации и рекомбинации. Учет влияния последних приводит к следующей зависимости:

$$I = I_s \left(\exp \frac{eU}{\alpha kT} - 1 \right) + I_{R0} \left(\exp \frac{eU}{2kT} - 1 \right), \quad (1)$$

где I – полный ток структуры,
 U – напряжение на $p-n$ переходе,
 k – постоянная Больцмана,
 $\alpha=1,1-1,5$ – коэффициент неидеальности
 ВАХ,

I_s , I_{R0} – тепловой ток и ток рекомбинации, соответственно равные:

$$\begin{aligned} I_s &= Se \left(\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right) = \\ &= Se \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0} \right) = \\ &= Se^2 n_i^2 \left[\rho_p \mu_p \left(\frac{L_n}{\tau_n} \right) + \rho_n \mu_n \left(\frac{L_p}{\tau_p} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$I_{R0} = S \frac{\pi e n_i \varphi_T \delta}{2 \tau_0 (\varphi_k - U)}, \quad (3)$$

где D – коэффициенты диффузии носителей,
 L – диффузионные длины носителей,
 φ_k – контактная разность потенциалов,
 ρ – удельное сопротивление соответствующих областей структуры,
 μ – подвижности носителей,
 δ, S – толщина и площадь перехода,
 τ_0 – время жизни носителей в переходе,
 n_i – собственная концентрация носителей.

Учет влияния последовательного сопротивления базы, сопротивлений контактов и других составляющих можно провести, вводя в уравнение для тока вместо U величину $U-IR$, где R – суммарное последовательное сопротивление.

Учет влияния шунтирующих сопротивлений можно провести, заменяя величину I в уравнении на $I+U/R_1$, где R_1 – суммарное шунтирующее сопротивление.

В конструкции исследуемых СЭ сформирован изотипный p^+-p переход у базового контакта. Сильнолегированная p^+ -область необходима для формирования невыпрямляющего контакта с электродом и уменьшения сопротивления контакта. Согласно литературным данным [5] особенностью изотипного перехода является отсутствие обедненной области. Благодаря этому высота потенциального барьера практически не зависит от полярности приложенного напряжения и электрическое сопротивление перехода не зависит от направления тока, то есть является омическим. Благодаря этому процессы в изотипном переходе не оказывают существенного влияния на ВАХ.

Уравнение для ВАХ в окончательном виде при этом принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} I + \frac{U}{R_1} &= I_s \left[\exp \frac{e(U-IR)}{\alpha kT} - 1 \right] + \\ &+ I_{R0} \left[\exp \frac{e(U-IR)}{2kT} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для решения уравнения (4) необходимо знать величины последовательного и шунтирующего сопротивлений, которые к тому же зависят от величины тока (модулируются). Экспериментально суммарное шунтирующее сопротивление можно определить по измерениям на высокой частоте [4]. Однако величина сопротивлений зависит от тока, что практически исключает возможность получения неискаженной ВАХ $p-n$ перехода СЭ как при снятии характеристик на постоянном токе, так и при измерении импульсных токов и напряжений.

Для построения неискаженной ВАХ СЭ необходимо найти пути определения истинного напряжения на самом $p-n$ переходе. С этой целью нами проводились исследования переходных процессов, то есть формы импульсов напряжения и тока кремниевого монокристаллического СЭ.

Методика эксперимента. Для проведения эксперимента необходимо пропускать через структуру импульсы тока большой амплитуды. Это требование обусловлено большой площадью СЭ и особенностями используемого метода. В нашем эксперименте объектами исследования являлись монокристаллический производства РЗМКП и поликристаллический производства Тайваня кремниевые СЭ с размерами 125x125 (120x150) мм².

Возможны разные варианты схемной реализации необходимых измерений. Применяемая нами схема, приведенная на рисунке 1, обеспечивала возможность получения токов до 70 А и измерения величины и формы импульсов напряжения на СЭ и тока через его структуру.

В этой схеме управляющее напряжение генератора импульсов подается на затвор, а исследуемый СЭ последовательно с измерительным резистором R3 подключен между выводом истока транзистора VT и общей точкой схемы параллельно с резистором R2. Тип полевого транзистора и напряжение источника питания стока были выбраны на основании ожидаемой величины импульсного тока исследуемого СЭ. Форма импульса напряжения на истоке транзистора контролировалась в точке 1 схемы, а форма импульса напряжения, необходимая для анализа и расчета величины импульсного тока – в точке 2 схемы. Для контроля формы импульсов применялся осциллограф TDS 2024B, а в качестве задающего генератора использовался генератор Г5-63. Питание схемы осуществлялось от источника БП типа ЛИПС-35.

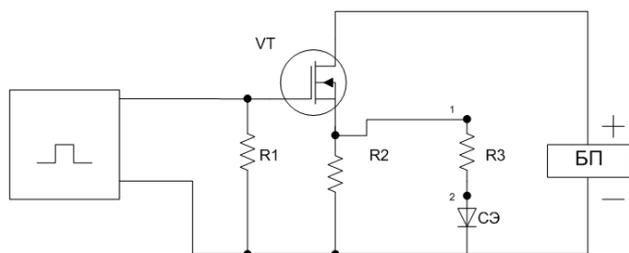


Рисунок 1- Схема для измерения ВАХ солнечного элемента

Результаты эксперимента. Типичные осциллограммы импульсов напряжения на СЭ приведены на рисунке 2. Для построения ВАХ всей структуры использовались рассчитанные амплитудные значения тока и измеренные значения напряжения на плоской вершине соответствующих импульсов.

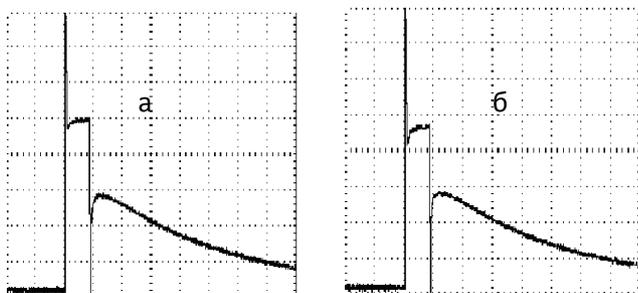


Рисунок 2 - Осциллограммы импульсов напряжения на СЭ: а – монокристаллический; б – поликристаллический (1 клетка – 25 мкс, 200 мВ)

Анализ формы импульса напряжения на

структуре позволяет выделить два участка: 1-й участок, длительностью 30 мкс, соответствующий прохождению тока через СЭ, и 2-й – с плавным спадом до нуля, соответствующий изменению напряжения во времени после окончания импульса тока. В зависимости от величины напряжения источника форма импульсов на этих участках изменяется по-разному.

На первом участке с ростом тока возрастает как амплитуда основного импульса, так и амплитуда на фронте импульса. При этом рост выброса на переднем фронте становится все более интенсивным.

На 2-м участке наибольшая величина напряжения достигает насыщения при некотором токе и не превышает 0,7 В. Длительность спада на 2-м участке начинает возрастать после прохождения максимального значения.

Для объяснения наблюдаемых закономерностей наиболее целесообразно применить результаты анализа переходных процессов в диодах, рассмотрение которых приведено в [6]. В соответствии с выводами этих и других авторов полная амплитуда напряжения складывается из падения напряжения на сопротивлении базы и напряжения на $p-n$ переходе. Величина напряжения на переходе соответствует началу 2-го участка, т.е. точке пересечения на заднем фронте импульса. При этом сопротивление базы представляет собой результирующее сопротивление (последовательное сопротивление базы и эмиттера, сопротивление контактных областей, сопротивление проводников и т.д.), величина которого зависит от протекающего тока (модулируется).

Длительность короткого пика на переднем фронте импульса соответствует времени модуляции и вместе с амплитудой пика может быть использована для определения динамического сопротивления базы. Последующий пологий участок импульса напряжения соответствует установившемуся для данного тока сопротивлению базы.

Максимальная величина напряжения на 2-м участке соответствует контактной разности потенциалов, а время спада напряжения определяется количеством и скоростью рассасывания носителей заряда, инжектированных к границам перехода за время прохождения импульса тока.

Таким образом, измеряя ток СЭ и напряжение в точке пересечения 1-го и второго участков, можно получить зависимость тока от истинной величины внешнего, приложенного к переходу СЭ напряжения.

На рисунке 3 приведены полученные в эксперименте прямые ветви ВАХ $p-n$ перехода (1) и ВАХ всей структуры СЭ (2).

Анализ результатов и выводы. Сравнение характеристик 1 и 2 рисунка 3 (а и б) показывает, что наименее искаженной является характеристика, полученная в момент окончания импульса напряжения источника. По этой импульсной ветви были определены значения теплового тока I_S , которые составили 10^{-9} А как для моно- так и для поликристаллического СЭ.

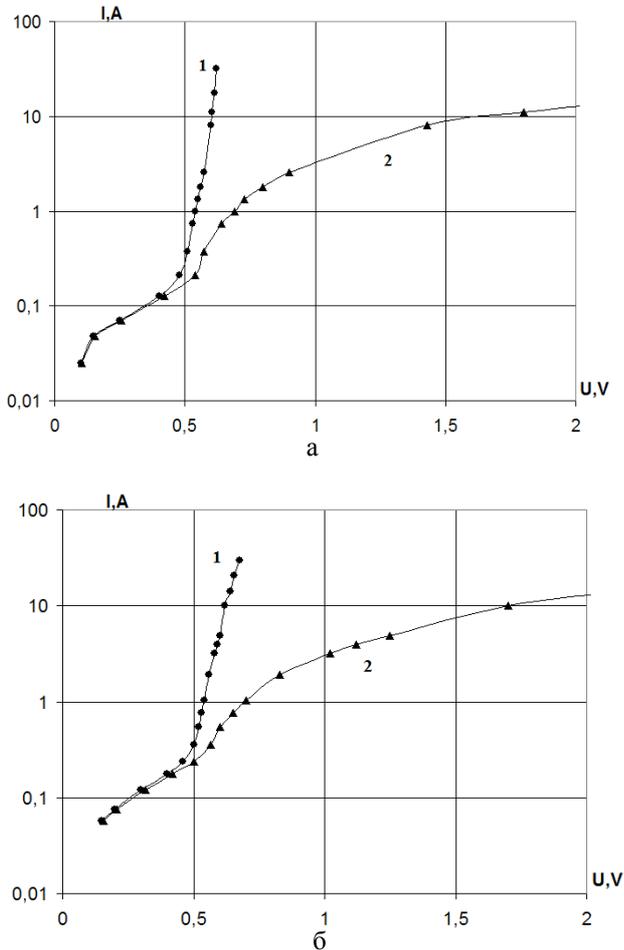


Рисунок 3 – ВАХ $p-n$ перехода (1) и структуры (2) СЭ (а - монокристаллического, б - поликристаллического)

Учитывая большую площадь переходов, можно считать, что полученные значения хорошо согласуются с литературными данными по минимальной плотности теплового тока ($J_{Si} = 10^{-13} - 10^{-15}$ А/см²).

Определенные по форме импульсов напряжения на СЭ величины контактной разности потенциалов составляют 0,61 - 0,6 В. Это очень хорошо согласуется с данными разных авторов.

В таблице приведена зависимость ширины ОПЗ δ от напряжения на переходе ϕ_k-U , рассчитанная по результатам эксперимента и известному удельному сопротивлению базы (3 Ом.см), т. е. $N_a = 4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ с использованием соотношения для $\phi_k = 0,6$ эВ для монокристаллического СЭ:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_k - U)}{eN_a}}$$

$\phi_k - U, \text{ В}$	0,02	0,05	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55
$\delta, \text{ мкм}$	0,074	0,118	0,2	0,26	0,31	0,35	0,39

Для проверки соответствия экспериментальных данных теории был проведен расчет токов инжекции, генерации-рекомбинации, а также суммарного тока структуры СЭ при следующих исходных данных, приводимых в литературе для кремниевых структур и рассчитанных по нашим исследованиям при температуре 300 К: ($\tau_0 = 0,1$ мкс, $S = 155,75$ см², $\phi_k = 0,6$ В, $n_i = 1,4 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $\phi_T = 0,0258$ В, $I_S = 1,6 \cdot 10^{-9}$ А).

Результаты расчета, приведенные на рисунке 4 показывают следующее:

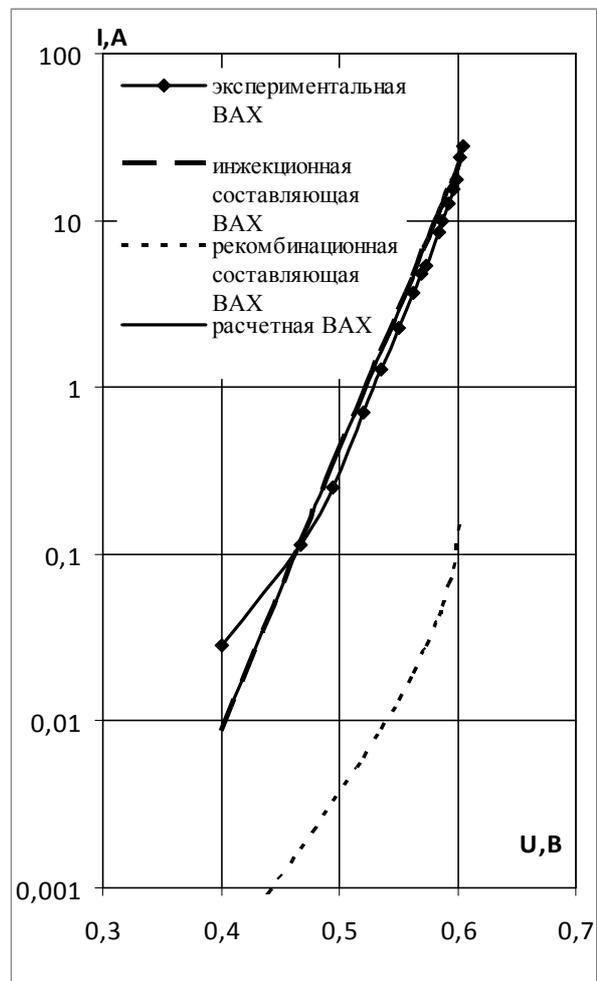


Рисунок 4 – Расчетные и экспериментальная составляющие токов монокристаллического СЭ ($\tau_0 = 0,1$ мкс, $S = 155,75$ см², $\phi_k = 0,6$ В, $n_i = 1,4 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $\phi_T = 0,0258$ В, $I_S = 1,6 \cdot 10^{-9}$ А)

- ход суммарной расчетной и экспериментальной зависимостей хорошо соответствует друг другу, начиная с напряжения на СЭ, равном 0,47 В;

- генерационно-рекомбинационная составляющая на 2 порядка меньше инжекционной, что и видно на рисунке 4 по совпадению суммарной и инжекционной расчетных кривых;

- при выбранных исходных данных значения тока инжекции и тока генерации-рекомбинации сильно отличаются друг от друга по величине.

Таким образом, в результате проведенной работы установлена возможность получения не искаженной ВАХ $p-n$ перехода кремниевого солнечного элемента. Это открывает возможности для определения параметров полупроводниковых структур СЭ и контроля качества как готовых изделий, так и конечных стадий процесса производства однопереходных солнечных элементов.

Библиографический список

1. Чижиков А.Е., Ильичев С.Б., Блинова Е.В.

Диагностический потенциал вольт-амперной характеристики кремниевого солнечного элемента. // Электроника: межвуз. сб. науч. тр. Рязань: РГРТУ, 2008. С. 98-102.

2. Арипов Х.К., Румянцев В.Д. Расчет вольт-амперных характеристик солнечных элементов с распределенными параметрами // Физика и техника полупроводников. 1981. Т.15, вып. 4. С. 667-675.

3. Филипович В.А., Сергиеня С.А. и др. Автоматизированная система измерения вольт-амперных характеристик солнечных элементов // Измерительная техника. 2005, № 6. С. 51-55.

4. Чижиков А.Е., Ильичев С.Б., Раков Ю.В. Особенности определения барьерной емкости кремниевого солнечного элемента. // Электроника: межвуз. сб. науч. тр. Рязань: РГРТУ, 2010. С. 49-54.

5. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. М.: Высш. шк., 1987. 479 с., ил.

6. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990. 575 с.

УДК 621.384.8

Е.В. Мамонтов, Д.В. Кирюшин

РАДИОЧАСТОТНЫЙ МАСС-РЕФЛЕКТРОН

Разработанная ионно-оптическая система с линейным высокочастотным электрическим полем для пространственно-временной фокусировки пакетов ионов. Даны описание и принцип работы радиочастотного масс-рефлектрона – нового времяпролетного масс-анализатора немоноэнергетических ионов, отличающегося высокой разрешающей способностью. Приведены результаты численного моделирования, показывающие возможность достижения в радиочастотном масс-рефлектроне разрешающей способности $R > 10^4$ при энергетическом разбросе ионов до $W_{max}/W_{min} = 10$, углах влета $|\alpha| < 90^\circ$ и числе анализируемых частиц одной массы $N > 10^4$.

Ключевые слова: времяпролетный масс-анализатор, разрешающая способность.

Введение. Времяпролетные масс-спектрометры (ВПМС) в сочетании с различными методами ионизации являются одним из основных инструментов сверхбыстрого микроанализа вещества в различных состояниях [1]. Невысокая разрешающая способность первых ВПМС ограничивалась немоноэнергетичностью анализируемых ионов. При разбросе начальных энергий ионов в единицы процентов в ВПМС пролетного типа не удавалось получить достаточную для решения практических задач разрешающую способность.

Предложенные Б.А. Мамыриным времяпролетные масс-анализаторы рефлектронного типа позволили повысить разрешающую способность ВПМС до нескольких тысяч [2]. Масс-рефлектроны, усовершенствованные и модифициро-

ванные, в настоящее время являются наиболее распространенными приборами микроанализа вещества времяпролетного типа [1,3]. Однако проблема энергетического разброса ионов во времяпролетных масс-рефлектронах со статическими полями решена только частично. Разрешение в единицы тысяч достигается при относительном разбросе начальных энергий ионов в единицы процентов [4]. Узкий энергетический диапазон анализируемых ионов ограничивает возможности более широкого применения ВПМС рефлектронного типа, особенно в сочетании с перспективными лазерными методами ионизации, применяемыми при микроанализе твердых тел и в биотехнологических исследованиях [5].

Анализ решений уравнений Матье в частном

случае $a = 0$, $q \rightarrow 0$ показал, что линейные высокочастотные (ВЧ) электрические поля обладают свойствами периодической пространственно-временной фокусировки заряженных частиц с большим объемом фазового пространства начальных параметров [6]. С использованием этих свойств была разработана ионно-оптическая система времяпролетного масс-анализатора ионов – радиочастотного масс-рефлектрона.

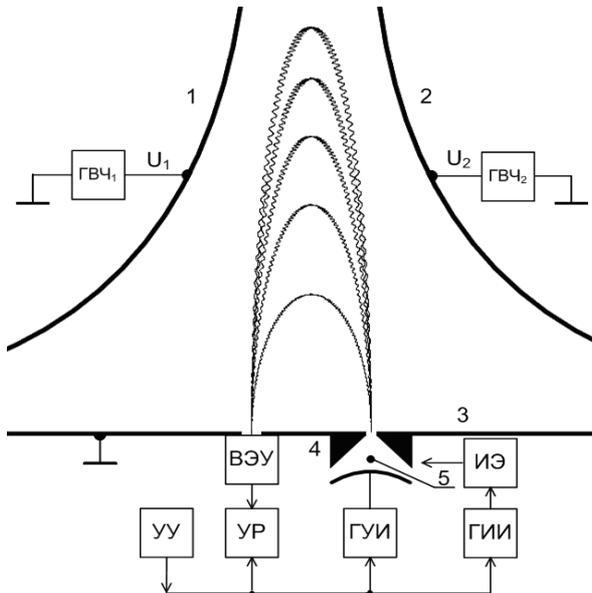


Рисунок 1 – Схема радиочастотного масс-рефлектрона с гиперболической электродной системой. 1,2 – гиперболические электроды, 3 – плоский заземленный электрод, 4 – источник ионов с гиперболической монополярной электродной системой, 5 – область образования ионов, ИЭ – источник ионизирующих электронов, ВЭУ – вторичный электронный умножитель, ГИИ – генератор импульсов ионизации, ГУИ – генератор ускоряющих импульсов, УР – устройство регистрации, УУ – управляющее устройство, ГВЧ1, ГВЧ2 – генераторы высокой частоты

Цель работы – разработка принципа действия и определение основных параметров времяпролетного масс-спектрометра с радиочастотными полями, анализирующего ионы, имеющих большой разброс как по начальной энергии, так и по углам влета.

Принцип действия масс-анализатора. Схема одного из возможных вариантов ионно-оптической системы радиочастотного масс-рефлектрона показана на рисунке 1. Анализатор состоит из двух гиперболических электродов 1, 2 и одного плоского заземленного электрода 3 (гиперболический диполь). Под действием переменных напряжений $U_1 = -U_2 = V \cdot \cos(\omega t + \varphi_0)$ на гиперболических электродах, вырабатываемых генераторами высокой частоты ГВЧ1 и

ГВЧ2, в рабочей области гиперболического диполя создается ВЧ поле с линейным распределением потенциала по осям X и Y:

$$\varphi(x, y) = \frac{2U_1}{r_0^2} xy, \quad (1)$$

где r_0 – минимальное расстояние гиперболических электродов от оси системы. В ионном источнике 4 с гиперболической монополярной электродной системой образуются (или вводятся с помощью системы транспортировки) ионы с начальными координатами x_u и y_u и малыми тепловыми скоростями v_T . Под действием импульсов на гиперболическом электроде источника 4 ионы ускоряются и через входную апертуру в заземленном электроде 3 коротким пакетом вводятся в пространство дрейфа гиперболического анализатора. Ускорение ионов в линейном поле монополярного источника позволяет осуществить временную фокусировку в плоскости $y = 0$ импульсного пакета ионов по начальным координатам x_u и y_u . Для минимизации расфокусировки из-за начальных скоростей начальная координата y_u ионов должна выбираться много меньше длины анализатора L в направлении дрейфа. Движение ионов в ВЧ поле гиперболического диполя по осям X и Y описывается системой модифицированных уравнений Маттье [7]:

$$\begin{cases} \ddot{x} + 2qy \cos \omega t = 0 \\ \ddot{y} + 2qx \cos \omega t = 0 \end{cases} \quad (2)$$

где $q = 4eV/r_0^2 \omega^2 m$ – параметр Маттье.

Решение системы уравнений (2) при $q < 0,1$ для траекторий движения ионов с начальными координатами $x_0, y_0 = 0$ и начальными скоростями v_{0x}, v_{0y} по осям X и Y имеет вид:

$$\begin{aligned} x &= x_0 \cos \frac{\beta \omega t}{2} + \frac{2}{\beta \omega} \times \\ &\times \left[v_{0x} + \frac{\beta}{\sqrt{2}} v_{0y} (1 + \cos \omega t) \right] \sin \frac{\beta \omega t}{2}, \\ y &= -\frac{\beta}{\sqrt{2}} x_0 (1 - \cos \omega t) \cos \frac{\beta \omega t}{2} + \\ &+ \frac{2}{\beta \omega} \left[v_{0y} + \frac{\beta}{\sqrt{2}} v_{0x} (1 + \cos \omega t) \right] \sin \frac{\beta \omega t}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\beta \approx q/\sqrt{2-3q^2/4}$ – параметр стабильности траекторий ионов [7]. Колебания ионов по обеим осям состоят из основной гармоники с секулярной частотой $\Omega_c = \beta \omega / 2$ и высших гармоник с частотами $\omega_1 = \omega + \Omega_c$ и $\omega_2 = \omega - \Omega_c$. Относительный уровень амплитуд ВЧ составляющих

снижается с уменьшением параметра β , поэтому с увеличением массы m колебания ионов в линейном ВЧ электрическом поле вырождаются в монохроматические с периодом $T_\Omega = 2\pi/\Omega_c$. При этом за половину периода секулярной частоты $t_0 = T_\Omega/2$ ионы по оси Y совершают возвратные колебания с начальной и конечной координатами $y(0) = y(t_0) = 0$, а по оси X координата изменяется на противоположную $x(t_0) = -x(0)$. Реально несложно выполнить условия $\beta \ll 1$, $x_0 \ll L$, обеспечивающие независимость времени возвратного дрейфа t_0 от начальных энергий W_{0x} , W_{0y} и координат x_0 ионов. Тогда гиперболический диполь с двумерным линейным ВЧ электрическим полем будет выполнять функции времяпролетного масс-анализатора немоноэнергетичных заряженных частиц - радиочастотного масс-рефлектрона.

При подстановке в формулу для времени возвратного движения $t_0 = 2\pi/\beta\omega$ значения β , выраженного через параметры анализатора r_0 , ВЧ напряжения V , ω и ионов m , e , получаем соотношение, описывающее развертку масс радиочастотного масс-рефлектрона [6]:

$$t_0 = \gamma \frac{\pi r_0^2 \omega}{\sqrt{2} e V} m, \quad (4)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-3q^2/8}$ – коэффициент, учитывающий нелинейную зависимость между параметрами β и q . При $q < 0,1$ величина $\gamma < 2 \cdot 10^{-3}$, поэтому в практически интересных случаях развертку масс (4) с высокой точностью можно считать линейной.

Амплитуда колебаний y_m по оси дрейфа Y зависит от начальных энергий ионов [6]:

$$y_m = \frac{r_0^2 \omega}{e V} \sqrt{m W_{0y}}. \quad (5)$$

Так как должно выполняться условие $y_m < L$, энергии ионов ограничены сверху величиной

$$W_{0y \max} = \frac{q e V}{4} \cdot \frac{L^2}{r_0^2}. \quad (6)$$

Снизу начальные энергии ограничиваются возможностями ионных источников образовывать в плоскостях входных апертур времяпролетных масс-рефлектронов импульсные пакеты ионов малой длительности $t_u < t_0/R$, где R – разрешающая способность масс-анализаторов. Для ионных источников монополярного типа с ускоряющим ВЧ полем минимальная энергия ввода ионов определяется выражением [8]:

$$W_{\min} = \frac{R^2 \cdot r_u^2}{\pi^2 \cdot L^2} \cdot W_T, \quad (7)$$

где r_u – геометрический параметр гиперболического монополя ионного источника, W_T – начальная энергия ионов в ионном источнике. С помощью (6) и (7) можно оценить энергетический диапазон радиочастотного масс-рефлектрона:

$$\frac{W_{0y \max}}{W_{0y \min}} = \frac{\pi^2 e^2 V^2}{r_u^2 \omega^2 m \cdot R \cdot W_T} \cdot \left[\frac{L}{r_0} \right]^4. \quad (8)$$

Из (3) видно, что секулярная частота $\Omega_c = \beta\omega/2$ не зависит от начальных скоростей ионов v_{0x} , v_{0y} , поэтому в отношении периодической пространственно-временной фокусировки ионов двумерное линейное ВЧ электрическое поле в плоскости XOY обладает свойствами изохронности и изотропности. Углы влета ионов в радиочастотных масс-рефлектронах ограничиваются только геометрией электродных систем анализаторов. В гиперболическом диполе при амплитудах колебаний $y_m \approx L$ имеем:

$$|\alpha| < \arctg \frac{r_0^2}{2L^2}. \quad (9)$$

Расчеты по формулам (6) – (9) для радиочастотного масс-рефлектрона с параметрами $r_0=70$ мм, $L=250$ мм, $U=10^4$ В, $f=1$ МГц, с источником ионов монополярного типа с $r_u=25$ мм, $R=10^3$ дают оценки энергетического диапазона анализируемых ионов $W_{0y \min} - W_{0y \max} = (100 - 625)$ эВ, углов влета $|\alpha| < 2,24^\circ$. При амплитудах колебаний $y_m < r_0$ гиперболические электроды не ограничивают пространство дрейфа ионов по углам влета и $|\alpha| < 90^\circ$ (рисунок 2).

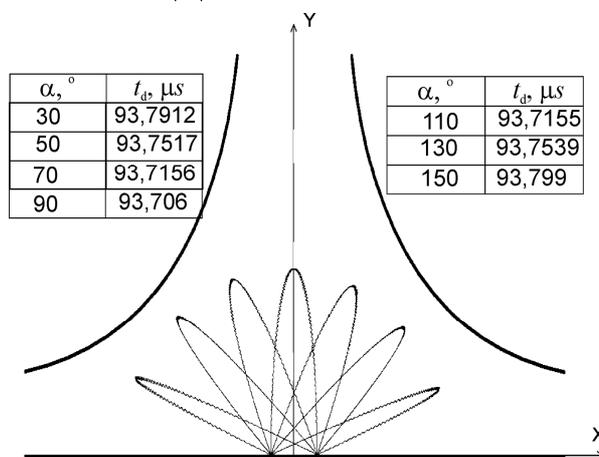


Рисунок 2 – Траектория движения ионов в радиочастотном масс-рефлектроне при различных углах влета

Широкий диапазон энергий и углов влета ионов радиочастотного масс-рефлектрона оптимальным образом согласуется с лазерными источниками ионов, в которых разлет генерируемой под действием лазерного излучения немоноэнергетичной плазмы происходит во всех направлениях полупространства $y > 0$ [5].

Из (5) получаем формулу для оценки верхней границы массового диапазона радиочастотного масс-рефлектрона:

$$m_{\max} = \frac{e^2 V^2 L^2}{r_0^4 \omega^2 W_{0y\min}}. \quad (10)$$

Для указанных выше параметров анализатора и $W_{0y\min} = 10$ эВ получаем $m_{\max} = 5 \cdot 10^4$ а.е.м. Изменением параметров электродной системы и ВЧ питания m_{\max} может быть доведена до любых практически значимых величин, поэтому можно считать, что массовый диапазон радиочастотного масс-рефлектрона практически неограничен.

Аналитические возможности радиочастотных масс-рефлектронов. Разрешающая способность радиочастотных масс-рефлектронов зависит от фокусирующих свойств линейных ВЧ электрических полей. Предельный случай чисто гармонических колебаний $q \rightarrow 0$ с секулярной частотой Ω_c соответствует идеальной пространственно-временной фокусировке ионов при их возвратном движении. При конечных значениях $q \neq 0$ время дрейфа зависит также от ВЧ составляющих колебаний ионов. Если $q < 0,1$, достаточно учитывать лишь две ВЧ составляющие с частотами $\omega_1 = (1 + \beta/2)\omega$ и $\omega_2 = (1 - \beta/2)\omega$. Используя для этого случая выражения (3), получаем уточняющую поправку Δt к времени дрейфа t_0 , характеризующую временную расфокусировку ионов при их возвратном движении в линейном ВЧ электрическом поле:

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2}x_0}{\omega y_m} \left[\cos \frac{2\pi}{\beta} + \cos \varphi_0 \right]. \quad (11)$$

Влияния начальной фазы ВЧ поля на расфокусировку Δt устраняются выбором оптимальных значений $\varphi_{0opt} = \pi/2; 3\pi/2$. Из (11) следует, что амплитуда $\Delta t_m = \sqrt{2}x_0/\omega y_m$ временной расфокусировки ионов неизменна во всем массовом диапазоне, поэтому разрешающая способность радиочастотного масс-рефлектрона $R = t_0/\Delta t$ пропорциональна массе заряженных частиц:

$$R \geq \frac{\pi r_0^2 \omega^2 L m}{2eVx_0}. \quad (12)$$

Для принятых ранее значений параметра

анализатора и $x_0 = 15$ мм получаем $R \geq 5M$, где M - масса иона в а.е.м. Таким образом, фокусирующие свойства линейных ВЧ электрических полей позволяют достигать высокой разрешающей способности в широком диапазоне масс.

Выражение (12) получено в предположении соответствия распределения потенциала в гиперболическом диполе $\varphi_p(x, y)$ идеальному $\varphi(x, y)$. Численное моделирование движения заряженных частиц в ВЧ полях с относительным отклонением $\delta_\varphi = (\varphi - \varphi_0)/\varphi$ распределения потенциала от идеального (1) показало, что при $\delta_\varphi < 10^{-4}$ разрешающая способность радиочастотных масс-рефлектронов может достигать величины $R = 10^5$. Реально разрешающая способность будет ограничена конечной длительностью ионных пакетов, формируемых в ионных источниках, и действием пространственного заряда в процессе дрейфа ионов.

В масс-рефлектронах со статическими полями из-за сгруппированности пакетов ионов одной массы в течение всего дрейфа влияние пространственного заряда оказывается значительным. Существенно больший объем фазового пространства пакетов ионов в радиочастотных масс-рефлектронах ослабляет действие пространственного заряда, что способствует повышению чувствительности и разрешающей способности времяпролетных масс-анализаторов. На рисунке 3 приведены зависимости разрешающей способности радиочастотного масс-рефлектрона от числа анализируемых ионов, построенные по результатам численного моделирования траекторий движения заряженных частиц в линейном ВЧ электрическом поле без учета и с учетом действия пространственного заряда.

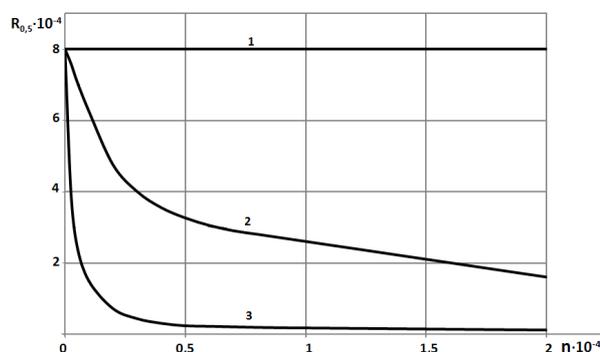


Рисунок 3 – Зависимость разрешающей способности радиочастотного масс-рефлектрона от числа анализируемых частиц. 1 – без учета, 2, 3 – с учетом объемного заряда ионов. Параметры анализатора $r_0 = 65$ мм, $L = 180$ мм, начальные параметры ионов $x_0 = 7$ мм, 2 — $|\alpha| < 1,8^\circ$, $W_{0y} = 50-200$ эВ, 3 — $|\alpha| < 0,4^\circ$, $W_m = 190-200$ эВ

По результатам моделирования можно оценить влияние фазового объема начальных параметров ионов на скорость деградации разрешающей способности масс-рефлектронов из-за действия пространственного заряда. При энергетическом разбросе $W_{0,y,max}/W_{0,y,min} = 4$ и углах влета $|\alpha| < 2^\circ$ в радиочастотном масс-рефлектроне изменение числа анализируемых ионов на 4 порядка снижает разрешающую способность не более чем в 4 раза (кривая 2), а при $W_{0,y,max}/W_{0,y,min} = 1,05$ и $|\alpha| < 0,4^\circ$, соответствующих параметрам масс-рефлектронов со статическими полями, снижение разрешения происходит в 100 раз (кривая 3).

Широкий диапазон углов влета в радиочастотные масс-рефлектроны исключает рассеяние ионов во время дрейфа, что обеспечивает 100%-ое пропускание и отсутствие протяженных «хвостов» у массовых пиков времяпролетных анализаторов с радиочастотными полями.

Выводы:

1. Пространственно-временная фокусировка в плоскости $y=0$ заряженных частиц по энергиям, углам и координатам x_0 влета в линейных ВЧ электрических полях позволяет осуществить времяпролетное масс-разделение немоноэнергетических ионов в анализаторах нового типа - радиочастотных масс-рефлектронах.

2. Разрешающая способность $R_{0,5} = 10^3 \div 10^4$ при 100%-ом пропускании достигается в радиочастотных масс-рефлектронах при разбросе ионов по энергиям $W_{max}/W_{min} = 10$, начальным координатам $\Delta x/x_0 = 1$ и при углах влета $|\alpha| < 90^\circ$.

3. Большой объем фазового пространства

начальных параметров анализируемых ионов в радиочастотном масс-рефлектроне существенно ослабляет действие пространственного заряда на разрешающую способность времяпролетного масс-анализатора. При увеличении анализируемых частиц до $N = 2 \cdot 10^4$ разрешающая способность снижается не более чем в 4 раза.

Библиографический список

1. Галь Л.Н., Баженов А.Н., Кузьмин А.Г. и др. Сравнительные возможности масс-анализаторов разных типов в решении аналитических задач масс-спектрометрическими методами// Масс-спектрометрия (2008). Т.5. №4. С. 295.

2. Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмигк Д.В. и др. Новый принцип фокусировки ионных пакетов во времяпролетных масс-спектрометрах//ЖТФ. Т.XLI. Вып.7. С.1498;

3. Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмигк Д.В. и др. Масс-рефлектор// ЖЭТФ (1973). Т. 64. Вып. 1. С. 82.

4. Бубляев Р.А., Голиков Ю.К., Краснов Н.В. Времяпролетный масс-спектрометр. Патент RU 2295797 (2006). С. 1.

5. Сысоев А.А., Касьянов В.Б., Потешин С.С. и др. Аппаратно-программный комплекс, интегрированный в лазерный времяпролетный масс-спектрометр // ПТЭ (2007). № 6. С. 83.

6. Мамонтов Е.В., Гуров В.С., Филиппов И.В. и др. Времяпролетное разделение ионов по удельному заряду в высокочастотных полях с квадратичным распределением потенциала// ЖТФ. Т. 77. Вып. 7. С. 139.

7. Мак-Лахлан Н.В.. Теория и применение функций Матье, М:ИЛ, 1953. С. 256.

8. Мамонтов Е.В., Гуров В.С., Филиппов И.В. Способ разделения заряженных частиц по удельному заряду и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2293396 от 10.02.07.

УДК 519.86/.87.001.57

Ю.В. Мякишев

ТРЕХМЕРНЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЛУЧА НА МАТЕРИАЛ

Предложены трехмерные математические модели в виде систем трех обыкновенных дифференциальных уравнений. Проведены аналитические и компьютерные исследования колебательных режимов при взаимодействии электронного луча с материалом.

Ключевые слова: математическая модель, электронный луч, материал, колебательный режим.

Введение. В работе [1] со ссылкой на статью [2] отмечается, что при больших мощ-

ностях концентрированного потока энергии профиль границы «расплав-пар» имеет существ-

венное значение. Поэтому вместо двумерных моделей следует рассматривать, по крайней мере, трехмерные модели. Цель предлагаемой работы состоит в построении трехмерных моделей взаимодействия электронного луча с материалом с тем, чтобы с помощью компьютерно-аналитического исследования выявить возможность возникновения различных колебательных режимов в зависимости от значений параметров и начальных состояний. Для решения этой задачи вводится дополнительная переменная, которая отражает геометрию канала проплавления под действием перераспределения плотности потока энергии. В качестве такой переменной выбрана текущая глубина канала проплавления $h(t)$. Кроме того, использованы двумерные модели [4] $dm1$ и $dm2$.

Первая трехмерная модель ($tm1$). Используя работу [3], мы получили дифференциальное уравнение для $h(t)$:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{k_1}{h(1+k_2T)(1+k_3\rho)},$$

где $k_1 = \frac{4q}{\pi b^2 \rho_0 L_{ucn}}$, $k_2 = \frac{c_1}{L_{ucn}}$, $k_3 = \frac{d^2 \sigma N_0 q_2}{v b^2 A_0 \rho_0 L_{ucn}}$, $q = I \cdot U$ – мощность электронного луча, ρ_0 – плотность материала, $b^2 = \text{const}$, определяемая экспериментально, c_1 – удельная теплоемкость материала, L_{ucn} – теплота испарения, A_0 – атомный вес, N_0 – число Авогадро, σ – сечение столкновения, q_2 – удельная мощность электронного луча, d – диаметр луча, v – скорость разлета частиц пара, I – ток луча, U – ускоряющее напряжение.

В двумерных моделях S заменяется на S_0+h , где S_0 – толщина парового облака над поверхностью материала (полагаем, что $S_0 = \text{const}$). В результате получается автономная система трех обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dT}{dt} = \frac{a^2}{L^2} (T_0 - T) + Q \exp(-\alpha \rho (S_0 + h)), \\ \frac{d\rho}{dt} = -\frac{\eta}{(S_0 + h)^2} - \frac{v}{S_0 + h} \Delta T \frac{B - T}{T^2} n(T) + \\ + \frac{\eta}{\rho (S_0 + h)} n(T), \\ \frac{dh}{dt} = \frac{k_1}{h(1+k_2T)(1+k_3\rho)}, \end{cases} \quad (1)$$

где ρ – плотность пара, T – температура, a – коэффициент температуропроводности материала, α – коэффициент поглощения, L – толщина мишени, η – вязкость пара, $n(T) = \frac{A}{T} \exp\left(-\frac{B}{T}\right)$,

где A, B – эмпирические коэффициенты, Q – эффективная мощность, T_0 – температура окружающей среды, $n(T)$ – плотность насыщенного пара.

С помощью замены переменных $T = Bx$, $T_0 = Bx_0$, $\Delta T = B\Delta x$, $\rho = n(B)y$, $h = S_0 z$, $t_1 = \frac{a}{L^2} t$ и, снова обозначая t_1 через t , получаем первую трехмерную модель (далее $tm1$) в виде автономной системы трех обыкновенных дифференциальных уравнений в безразмерной форме:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = x_0 - x + d \exp(-fy(1+z)), \\ \frac{dy}{dt} = \frac{g}{(1+z)^2} (e^{\frac{n(x)}{y}} - 1) - h_1 \frac{(1-x)n(x)}{x^2(1+z)}, \\ \frac{dz}{dt} = \frac{r}{z(1+sx)(1+my)}, \end{cases} \quad (2)$$

где $d = \frac{q_2 L}{\lambda B}$, λ – коэффициент теплопроводности материала, $f = \alpha S_0 n(B)$, $g = \frac{\eta L^2}{an(B)S_0^2}$,

$h_1 = \frac{evL^2 \Delta x}{aS_0}$, $r = \frac{k_1 L^2}{aS_0^2}$, $s = k_2 B$,

$m = k_3 n(B)$, $n(x) = \frac{1}{x} \exp(-\frac{1}{x})$.

Заметим, что $\frac{dz}{dt} > 0$. Следовательно, z – возрастающая функция времени. Таким образом, стационарных точек у $tm1$ нет, однако могут быть стационарные многообразия. Для дальнейшего анализа $tm1$ поделим первые два уравнения на третье и введем новое «время» $t = z$, причем $0 \leq t \leq \frac{L}{S_0}$. Тогда получим неавтономную систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{r} (x_0 - x + d \exp(-fy(1+t))) \times \\ \times t(1+sx)(1+my), \\ \frac{dy}{dt} = \frac{g(ey^{-1}n(x) - 1) - h_1(1+t)(1-x)x^{-2}n(x)}{r(1+t)^2} \times \\ \times t(1+sx)(1+my). \end{cases} \quad (3)$$

Приравнивая правые части полученной двумерной системы (3) к нулю, получаем систему алгебраических уравнений для определения стационарных точек при фиксированном значении t :

$$\begin{cases} y = \frac{1}{f(1+t)} \ln \frac{d}{x-x_0}, \\ y = \frac{ex^2}{x^3 e^{\frac{1}{x}} + p(1-x)(1+t)}, \end{cases} \quad (4)$$

где $p = \frac{h_1}{g}$. Отсюда находим функцию, задающую семейство кривых в пространстве $(x, \ln d)$:

$$\ln d = \ln(x-x_0) + \frac{efx^2(1+t)}{x^3 e^{\frac{1}{x}} + p(1-x)(1+t)}. \quad (5)$$

Пересечение графика кривых (5) с прямой $\ln d = \text{const}$ при фиксированных значениях f , p и t задает абсциссу стационарной точки x^* , по которой система (4) позволяет найти y^* . Тем самым находится стационарная точка $M(x^*, y^*, t)$. Изменяя t , получаем стационарную кривую. Заметим, что при $t = 0$ возникает ситуация, рассмотренная в [4]. По сравнению с $dm1$ изменения в системе уравнений, задающей стационарные точки, а также в уравнении кривых (5) в трехмерном случае состоят в том, что f и p возрастают в $1+t$ раз при $t > 0$. Отсюда следует, что характер графиков указанных функций не изменяется по сравнению с двумерным случаем. Это означает, что бифуркационный барьер понизился, а область фазового пространства, при попадании в которую возникают затухающие колебания, расширилась.

Вторая трехмерная модель (tm2). Аналогично $dm2$ [4] в трехмерном случае вводится модель $tm2$, которая учитывает зависимость вязкости пара от температуры и в безразмерной форме имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = x_0 - x + d \exp(-fy(1+z)), \\ \frac{dy}{dt} = g(1+z)^{-2} \left(e^{\frac{(kx+c)n(x)}{y}} - 1 \right) - \\ - h_1 \frac{(1-x)n(x)}{x^2(1+z)}, \\ \frac{dz}{dt} = \frac{r}{z(1+sx)(1+my)}. \end{cases} \quad (6)$$

Поступая аналогичным способом, как и в случае $tm1$, получаем систему для определения стационарных точек $M(x^*, y^*, t)$, где t – новое «время»:

$$\begin{cases} y = \frac{1}{f(1+t)} \ln \frac{d}{x-x_0}, \\ y = \frac{ex^2(kx+c)}{x^3 e^{\frac{1}{x}} + p(1-x)(1+t)}, \end{cases} \quad (7)$$

а также уравнение семейства кривых:

$$\ln d = \ln(x-x_0) + \frac{efx^2(kx+c)(1+t)}{x^3 e^{\frac{1}{x}} + p(1-x)(1+t)}. \quad (8)$$

Графики семейства кривых (8) для значений $t = 0,5; 1,5; 3,0$ приведены на рисунке 1.

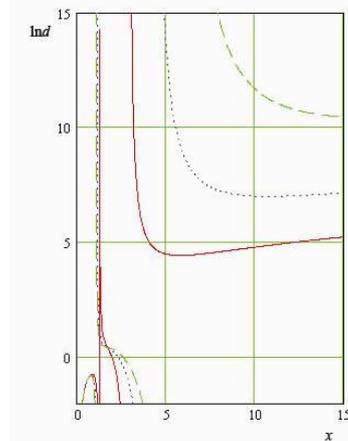


Рисунок 1 – Графики семейства кривых

$$\ln d = \ln(x-x_0) + \frac{efx^2(kx+c)(1+t)}{x^3 e^{\frac{1}{x}} + p(1-x)(1+t)}$$

при $f = 0,7; p = 12; k = 1; c = -1,7$
и $t = 0,5; 1,5; 3,0$ (данные для $A1$)

На рисунке 2 приведен пример проекции фазовой кривой на плоскость $x-y$ с начальной точкой $(1,45; 11,8)$.

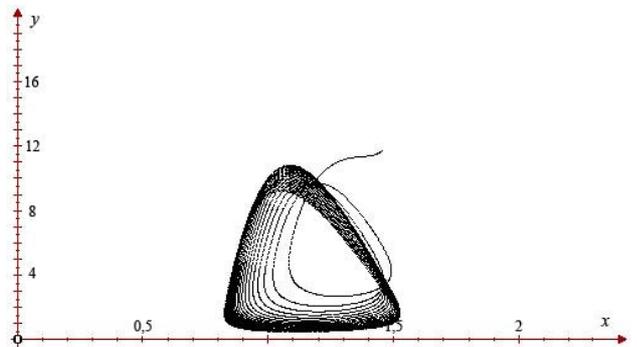


Рисунок 2 – Проекция фазовой кривой системы (6) на плоскость $x-y$ с начальной точкой $x_0 = 1,45; y_0 = 11,8$. Значения параметров для $A1$: $d = 140; f = 0,7; g = 190; k = 1; c = -1,6; p = 12; r = 0,4; s = 0,16; m = 0$

Из рисунка следует, что когда глубина проплавления h мала, то с ее увеличением амплитуда колебаний растет и достигает по T значений 1000°C , а по ρ амплитуда может вырасти на порядок. Начиная с некоторого значения h , амплитуда колебаний убывает. При этом интегральные кривые лежат на некоторой поверхности тороидального характера. Если изменить

начальное состояние и взять, скажем, $x_0 = 2$, $y_0 = 8,5$, то поведение интегральной кривой изменится, что хорошо иллюстрирует рисунок 3.

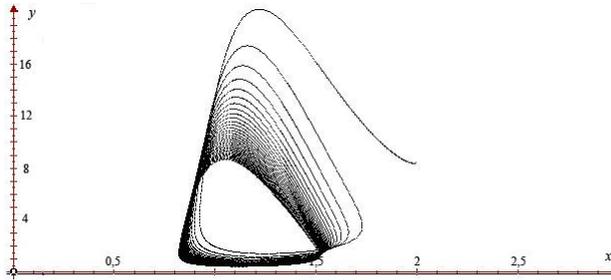


Рисунок 3 – Проекция фазовой кривой системы (6) на плоскость x - y с начальной точкой $x_0 = 2$; $y_0 = 8,5$. Значения параметров те же, что и на рисунке 2

Приведём ещё один вариант поведения фазовой кривой системы (6) (рисунок 4).

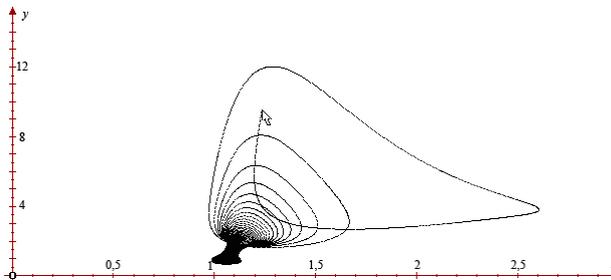


Рисунок 4 – Проекция фазовой кривой системы (6) на плоскость x - y с начальной точкой $x_0 = 1,2$; $y_0 = 9,5$. Значения параметров: $d = 140$; $f = 0,7$; $g = 190$; $k = 1$; $c = -1,3$; $h_1 = 1600$; $p = 8,4$; $r = 0,4$; $s = 0,16$; $m = 0$

Характер поведения фазовых траекторий при различных значениях параметров и начальных состояний указывает на то, что с ростом глубины канала проплавления может возникать аттрактор, занимающий ограниченную область. Это позволяет высказать предположение о том, что полученный вблизи дна канала проплавления аттрактор может оказаться хаотическим. Также, как и для $tm1$, получаем двумерную неавтономную систему:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{r}(x_0 - x + d \exp(-fy(1+t)) \times \\ \times t(1+sx)(1+my)), \\ \frac{dy}{dt} = \frac{g(ey^{-1}n(x)(kx+c)-1)}{r(1+t)^2} - \\ - \frac{h_1(1+t)(1-x)x^{-2}n(x)}{r(1+t)^2} t(1+sx)(1+my). \end{cases} \quad (9)$$

На рисунках 5 и 6 приведены примеры графиков интегральных кривых системы (9).

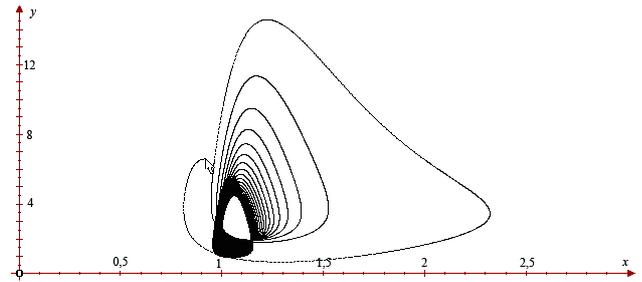


Рисунок 5 – Проекция интегральной кривой системы (9) на плоскость x - y с начальной точкой $x_0 = 0,9$; $y_0 = 6,5$. Значения параметров: $d = 140$; $f = 0,7$; $g = 190$; $k = 1$; $c = -1,3$; $h_1 = 2280$; $p = 12$; $r = 0,4$; $s = 0,16$; $m = 0$

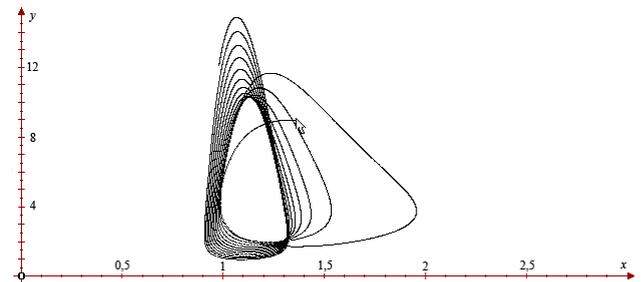


Рисунок 6 – Проекция интегральной кривой (9) на плоскость x - y с начальной точкой $x_0 = 1,4$; $y_0 = 9$. Значения параметров: $d = 140$; $f = 0,7$; $g = 190$; $k = 1$; $c = -1,5$; $h_1 = 2280$; $p = 12$; $r = 0,4$; $s = 0,16$; $m = 0$

Заключение. Проведенные качественные исследования $tm2$ показали, что при определенных значениях параметров и различных начальных состояниях по глубине канала проплавления могут реализовываться колебательные режимы различного характера температуры материала T и плотности пара p в канале проплавления, в том числе автоколебания и, возможно, хаотические колебания.

Библиографический список

1. Углов А.А., Селищев С.В. Пограничный теплообмен при воздействии потоков заряженных частиц на металлы и приповерхностную плазму как источник автоколебаний // Физическая и химическая обработка материалов – 1986. - № 1. – С. 18-24.
2. Лесков Г.И., Нестеренко В.М., Живаго Л.Н. Потоки плазмы при электронно-лучевой сварке стальных толстолистовых конструкций // Автоматическая сварка. – 1980. - № 4. – С. 20-23.
3. Зуев И.В., Рыкалин Н.Н., Углов А.А. Оценка глубины проплавления при электронно-лучевой сварке // Физическая и химическая обработка материалов – 1972. - № 1. – С. 9-14.
4. Мякишев Ю.В. Качественные математические модели воздействия электронного луча на металл // Вестник РГРТУ – 2011. - № 3 (выпуск 37). – С. 103-106.