

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.384.8

В.С. Гуров, М.В. Дубков, М.А. Буробин, О.В. Рожков, И.А. Харланов

УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ МАССОВОГО ПИКА МОНОПОЛЬНОГО МАСС-АНАЛИЗАТОРА С ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Исследовано влияние продольного электрического поля, созданного наклоном к оси стержневого электрода, на аналитические характеристики монопольного масс-анализатора. Теоретически и экспериментально подтверждено, что продольное электрическое поле в определенных условиях приводит к повышению интенсивности массового пика монопольного масс-анализатора.

Ключевые слова: монопольный масс-анализатор, продольное электрическое поле, интенсивность массового пика.

Введение. Применение монопольных масс-анализаторов обусловлено простотой их конструкции, малыми габаритами, весом и дешевизной изготовления. Но недостатком таких приборов являются невысокие аналитические характеристики, в частности низкая чувствительность по сравнению с квадрупольными фильтрами масс и ионными ловушками. Известен способ повышения чувствительности монопольного масс-анализатора за счет снижения искажений электрического поля в рабочем объеме при изменении профилей поверхностей электродов [1]. В целом же интерес исследователей в данной области ограничивается трехмерной ионной ловушкой и квадрупольным фильтром масс [2, 3, 8].

В данной работе предлагается увеличить интенсивность массового пика, а следовательно, и чувствительность монопольного масс-анализатора путем создания продольного электрического поля в рабочем объеме. Продольное поле возникает при наклоне к оси стержневого электрода масс-анализатора.

Таким образом, целью данной работы является оценка разрешающей способности, интенсивности и добротности массового пика монопольного масс-анализатора с продольным электрическим полем.

Расчет аналитических параметров монопольного масс спектрометра с продольным электрическим полем. Расчет аналитических

параметров монопольного масс-анализатора с продольным электрическим полем основан на числовом моделировании его работы. В основе расчетов лежит моделирование движения ионов в электрическом поле с квадратичным распределением потенциала в поперечном направлении и линейно изменяющимся потенциалом вдоль оси электродной системы.

Квадратичное распределение потенциала в рабочем объеме гиперболического масс-анализатора имеет вид [4]:

$$\varphi(x, y) = -U(Ax^2 + By^2), \quad (1)$$

где U – разность потенциалов между электродами; A и B – коэффициенты, зависящие от геометрии электродной системы.

Для монопольного масс-анализатора

$$B = -A = 1/r_0^2, \quad (2)$$

где r_0 – минимальное расстояние от оси анализатора до стержневого электрода.

При наличии продольного электрического поля, созданного смещением края стержневого электрода, расстояние между электродами r_0 линейно увеличивается. Изменение r_0 учитывается в коэффициенте B :

$$B(z) = (r_0 + zd/l)^{-2}, \quad (3)$$

где l – длина электродов; d – смещение края стержневого электрода (см. рисунок 1).

Коэффициент A рассчитывается с учетом сохранения профиля гиперболического электрода:

$$A(z) = \frac{1}{r_0^2} \left[1 - \frac{(\sqrt{2}r_0 + zd/l)^2}{(r_0 + zd/l)^2} \right]. \quad (4)$$

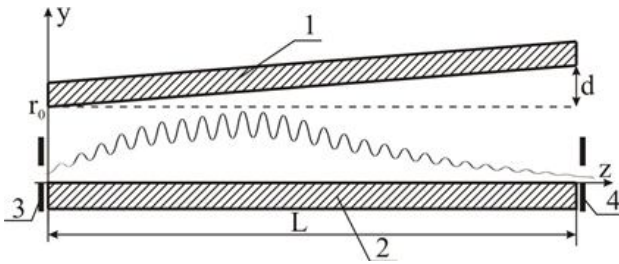


Рисунок 1 – Продольное сечение

модифицированной электродной системы:

- 1 – стержневой электрод, 2 – угольный электрод,
3 – входная диафрагма, 4 – выходная диафрагма

Подставляя уравнения (4) и (3) в (1), получаем распределение потенциала в монополюсном масс-анализаторе с продольным электрическим полем:

$$\varphi(x, y, z) = -\frac{U}{r_0^2} \left[x^2 + \frac{y^2 r_0^2 - (\sqrt{2}r_0 + zd/l)^2 x^2}{(r_0 + zd/l)^2} \right]. \quad (5)$$

По заданному распределению потенциала (5) вычислялись проекции вектора напряженности электрического поля на оси x и y . Затем составлялись уравнения движения ионов и решались методом Рунге – Кутты 4-го порядка. Ионы, чьи траектории оставались ограниченными при движении вдоль оси масс-анализатора и удовлетворяли условиям фокусировки в точке положения выходной диафрагмы масс-анализатора, считались зарегистрированными. Формирование массового пика осуществлялось изменением частоты ВЧ напряжения. Для каждой частоты рассчитывались траектории ионов с различными начальными координатами. По количеству зарегистрированных ионов для данной частоты записывалась точка, и совокупность таких точек давала массовый пик. По массовому пику рассчитывались разрешающая способность на уровне 0,1 от максимума и интенсивность по максимуму как наибольшее отношение числа зарегистрированных ионов к числу введенных.

Экспериментальные исследования проводились на монополюсном масс-анализаторе МАЛ-1Ф [5]. В данном приборе использована двухсекционная тонкостенная электродная система с минимальным расстоянием между электродами $r_0 = 6$ мм и длиной $l = 130$ мм [6]. В ходе эксперимента проводился масс-анализ остаточных газов при давлении $3 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Ток эмиссии электронов с катода ионного источника – 20 мкА, энергия ионизирующих электронов – 80 эВ. На-

чальная энергия ионов – 3 эВ. В эксперименте использовался импульсный ВЧ генератор с частотной разверткой спектра. Амплитуда импульсного напряжения типа «меандр» составляла 40 В при постоянном смещении – 6,8 В.

На рисунке 2 показана зависимость разрешающей способности анализатора, рассчитанной на уровне 0,1 высоты массового пика, от величины смещения d стержневого электрода. Значения d нормированы на величину r_0 , а значения разрешающей способности R нормированы на R_0 – разрешающую способность в отсутствие наклона стержневого электрода.

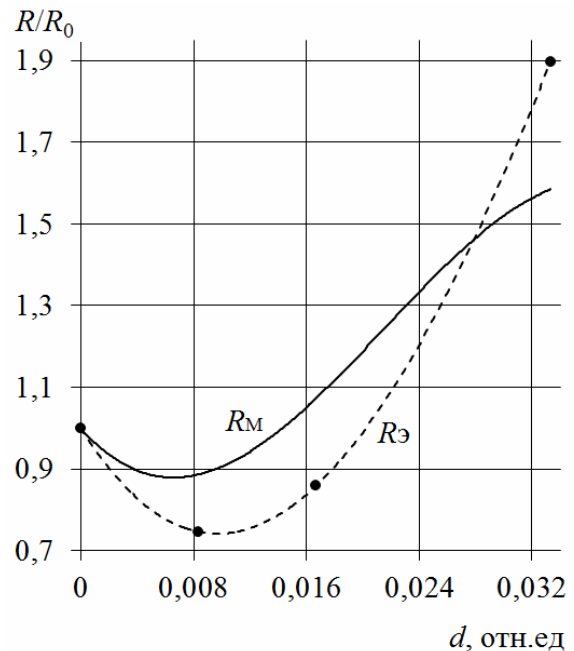


Рисунок 2 – Зависимость разрешающей способности от смещения стержневого электрода:

R_M – моделирование, $R_Э$ – эксперимент

Видно, что разрешающая способность при увеличении смещения d достигает минимума. По экспериментальным данным разрешающая способность в точке минимума уменьшается на 20 % от исходного значения при $d = 0$. При дальнейшем увеличении d наблюдается резкий рост разрешающей способности, однако интенсивность массового пика снижается (рисунок 3).

При увеличении смещения стержневого электрода интенсивность массового пика при $d = 0,01$ отн.ед. возрастает примерно в 2 раза по сравнению с исходным значением при $d = 0$.

Добротность массового пика является обобщенной характеристикой и рассчитывается как произведение нормированной разрешающей способности и интенсивности:

$$Q = \frac{R}{R_0} I. \quad (6)$$

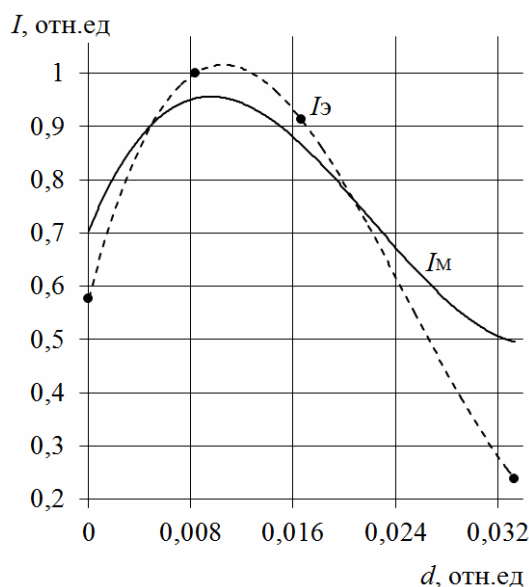


Рисунок 3 – Зависимость интенсивности массового пика от смещения стержневого электрода:

I_M – моделирование, $I_Э$ – эксперимент

Зависимость добротности Q массового пика от величины смещения стержневого электрода показаны на рисунке 4.

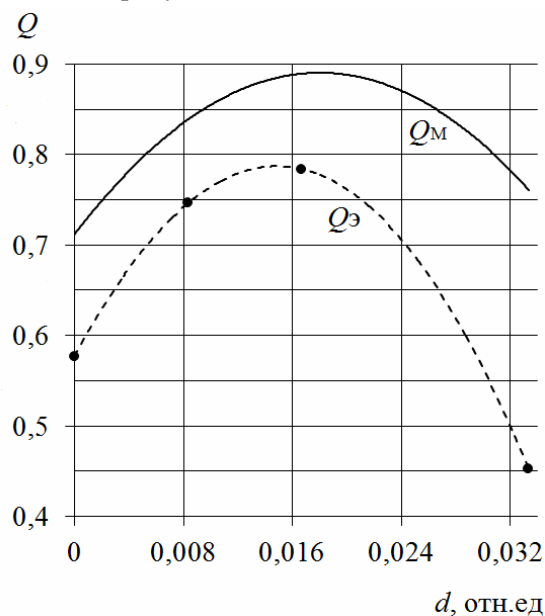


Рисунок 4 – Зависимость добротности от смещения стержневого электрода:

Q_M – моделирование, $Q_Э$ – эксперимент

Видно, что при увеличении наклона стержневого электрода наблюдается максимум добротности при смещении $d = 0,015$ отн.ед. При таком смещении высота массового пика увеличивается в 1,8 раза по сравнению с исходным положением стержневого электрода.

Зависимость $Q = f(d)$, полученная по результатам численного моделирования, идет выше экспериментальной. Это можно объяснить тем, что в разработанной численной модели не

учтены особенности реального прибора, которые сложно описать математически.

Анализ результатов. Объяснить полученную зависимость разрешающей способности от величины смещения края электрода можно так: при смещении стержневого электрода изменяется распределение потенциала в поперечном сечении масс-анализатора [7]. Изменение геометрии сортирующего поля влияет на вид траектории заряженных частиц, и это приводит к снижению разрешающей способности.

С другой стороны, возникающее в масс-анализаторе продольное электрическое поле, вызванное смещением стержневого электрода, оказывает тормозящее действие на ионы, что увеличивает время их сортировки. Чем больше время сортировки, тем выше её эффективность и больше разрешающая способность. К тому же, как показали расчеты, изменение радиуса поля приводит к сужению стабильной области диаграммы стабильности. Все это в совокупности приводит к увеличению разрешающей способности масс-анализатора.

Таким образом, совместное влияние факторов, снижающих и повышающих разрешающую способность, приводит к тому, что зависимость разрешающей способности от смещения d стержневого электрода имеет минимум при $d = 0,008$ отн.ед.

Экспериментально полученная диаграмма стабильности при различных смещениях стержневого электрода масс-анализатора показана на рисунке 5.

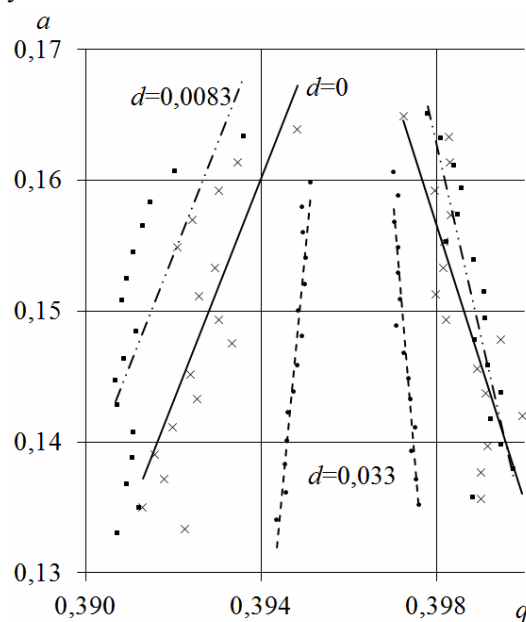


Рисунок 5 – Диаграмма стабильности при разных смещениях d стержневого электрода

Границы стабильных зон определялись по ширине массового пика на уровне 0,5 линии раз-

вертки спектра масс высоты при различных значениях угла наклона. Видно, что при небольшом увеличении наклона электрода стабильная область расширяется, что приводит к снижению разрешающей способности. При дальнейшем смещении края электрода стабильная зона сужается, что соответственно повышает разрежающую способность и снижает высоту массового пика.

Заключение. Результаты проведенных теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что смещение края стержневого электрода на 0,01 отн.ед. приводит к увеличению интенсивности массового пика в 2 раза при уменьшении разрешающей способности на 20 %. Несмотря на снижение разрешающей способности добротность массового пика увеличивается на 25 %. Остальные аналитические параметры остаются на прежнем уровне.

Важным техническим результатом является то, что улучшение аналитических характеристик (чувствительности и добротности) происходит без изменения конструкции монополярного масс-анализатора: производится лишь небольшое смещение стержневого электрода относительно уголкового.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках государственных контрактов № 14.518.11.7002 от 19.07.12 г., № 16.552.11.7086 от 11.07.13 г. и выполнена с использованием оборудования ре-

гионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ».

Библиографический список

1. *Шеретов Э.П., Рожков О.В.* Анализатор монополярного масс-спектрометра: пат. № 2029409 Рос. Федерация; заявл. 28.10.1991; опубл. 20.02.1995.
2. *Шеретов Э.П.* Способ питания анализатора гиперболоидного масс-спектрометра: пат. № 2068599 Рос. Федерация; заявл. 22.06.1994; опубл. 27.10.1996.
3. *Брыков А.В.* Влияние формы высокочастотного напряжения на аналитические характеристики гиперболоидных масс-спектрометров: дис. ... канд. техн. наук / РГРТА. – Рязань, 2003. – 298 с.
4. *Силады М.* Электронная и ионная оптика: пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 639 с.
5. *Буробин М.А.* Исследование особенностей работы и разработка электродной системы монополярного масс-анализатора: дис. ... канд. техн. наук / РГРТУ. – Рязань, 2010. 173 с.
6. *Гуров В.С.* Сложнопрофильные гиперболоидные электродные системы масс-анализаторов, энергоанализаторов и систем формирования потоков заряженных частиц: дис. ... д-ра техн. наук / РГРТА. – Рязань, 2000. 508 с.
7. *Дубков М.В., Буробин М.А.* Исследование распределения потенциала в монополярном масс-анализаторе // Вестник РГРТУ. – 2010. – Вып. 33. – С. 72–76.
8. *Мамонтов Е.В.* Монополярная ионная ловушка с внешним вводом ионов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2003. Т. 67. № 9. – С. 1338–1340.

УДК 621.382

А.С. Арефьев, Г.П. Гололобов, Д.В. Суворов, М.С. Тыщенко **СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА** **В МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ КОНТАКТАХ** **ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ КОММУТАЦИИ**

Приведены статистические характеристики второй нестабильной стадии микродуги в герконах, методика их получения и исследования, а также зависимость характеристик от коммутируемого тока и напряжения. Приведена эмпирическая формула для подсчета средней статистической длительности микродуги. Изучено возникновение и поведение «длинных» дуг и их влияние на состояние поверхности контакта. Даны рекомендации по применению полученных результатов по выбору режима работы геркона и выбору материала для покрытия поверхности контакта.

Ключевые слова: геркон, микродуга, коммутируемое напряжение, эрозия, контактная поверхность.

Введение. В работе [1] показано, что во время переходных процессов в магнитоуправляемых контактах (герконах) возникает микро-

дуга, развитие которой происходит в несколько стадий. Результаты исследований первой стабильной стадии микродуги длительностью τ_1

подробно представлены в [1]. В данной работе представлены данные, касающиеся закономерностей второй нестабильной стадии микродугои длительностью τ_2 .

Цель настоящей работы – изучение статистических характеристик газового микродугового разряда в магнитоуправляемых контактах при различных режимах коммутации (различных значениях коммутируемого тока и напряжения).

Методика исследования нестабильной стадии микродугои. Предварительные исследования [2] показали, что длительность второй стадии микродугои изменяется по величине в широких пределах (до 50 мкс), весьма нестабильна и обладает всеми признаками случайной величины (по этой причине стадия и получила название нестабильной). В связи с этим оценка ее длительности как случайной величины возможна лишь с применением вероятностных критериев.

Поэтому первой задачей являлась разработка вероятностной методики оценки длительности второй стадии микродугои.

Полные количественные характеристики длительности второй стадии микродугои τ_2 как статистической величины могут быть представлены функцией распределения F (или плотностью вероятности) микродуг по длительности τ_2 .

Для получения данных для построения функции распределения F было разработано специализированное измерительное устройство, базовым элементом которого была схема совпадения на коммутаторе [1]. При отрицательном или нулевом значении напряжения на входах (на одном или одновременно на обоих) коммутатор находится в закрытом состоянии. Переход коммутатора в открытое состояние происходит только в том случае, если на его входах окажется положительное напряжение, превосходящее некоторый уровень.

Сигнал на первый вход коммутатора поступает с контакт-детали геркона через диодный ограничитель (ограничивающий максимальную амплитуду напряжения на уровне 5 В), подключенный к положительному источнику напряжения. На другой вход коммутатора поступает зондирующий импульс длительностью 0,2 мкс положительной полярности от генератора. Задержка этого импульса может регулироваться относительно момента запуска. Запуск генератора осуществляется от другого генератора, который в свою очередь запускается передним фронтом управляющего импульса катушки геркона.

Если зондирующий импульс на втором входе совпадает по времени с положительным напряжением на первом входе (что соответствует

разомкнутому состоянию контактов после погасания микродугои), то коммутатор срабатывает, и на его выходе появляется импульс напряжения. Этот импульс поступает на первый канал декаэлектронного счетчика и подсчитывается. Если же зондирующий импульс поступает на второй вход коммутатора в момент горения дуги между контактами, то он не вызовет срабатывания коммутатора (так как на первом входе коммутатора будет напряжение, близкое к нулю), что приведет к пропуску счета на первом канале счетчика.

Вторым каналом счетчика подсчитывается полное число коммутаций геркона без пропусков (сюда поступают импульсы непосредственно с управляющей катушки).

Таким образом, отношение показаний первого канала счетчика N_1 к показаниям второго канала N_2 счетчика при фиксированном времени задержки (изменяемом в пределах 1 – 20 мкс) зондирующего импульса τ_2 дает вероятность возникновения микродуг с длительностью менее τ_2 (если начало возникновения зондирующего импульса совмещено с началом возникновения микродугои); отношение же N_1/N_2 (при достаточно большом N_2) представляет собой вероятность возникновения микродуг с длительностью τ_2 и более.

Имея же $N_1 - N_2/N_1$ для ряда значений τ_2 (в диапазоне от 0 до $\tau_{2 \text{ макс}}$ при достаточно малом шаге τ_2 , длительность которого составляет менее 5 % от общего времени длительности микродугои), можно построить функцию распределения F возникающих микродуг по длительности в виде $N_1 - N_2/N_1 = F(\tau_2)$.

Применив численное дифференцирование, можно получить плотность вероятности f микродугои по длительности.

Условия эксперимента. В экспериментах подсчет вероятности производился при $N_2 = 10^3$ и шаге $\tau_2 = 2,5$ мкс. В качестве испытуемых образцов использовались герконы типа КЭМ-1 с родиевым покрытием контактных поверхностей (максимальный раствор контактов ~ 400 мкм; средняя скорость движения контактов 320 м/с; резонансная частота контактов 800 Гц).

Частота коммутации герконов в экспериментах составляла 30 Гц; продолжительность включений 12 мс. Постоянная времени нагрузочной цепи – $1,5 \times 10$ с.

Результаты исследований и их обсуждение. На рисунке 1 представлены статистические характеристики герконов, полученные по вышеизложенной методике. По ним можно проследить некоторые тенденции микродугообразования в размыкающихся контактах.

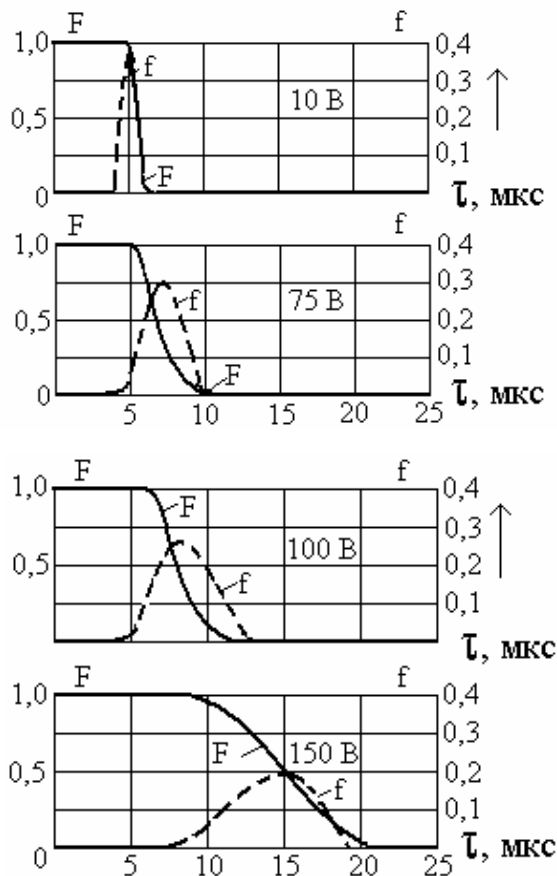


Рисунок 1 – Функция распределения F и плотность вероятности f распределения по длительностям τ короткой микродуги в герконе при коммутируемом токе 1,5 мА и различных напряжениях

Влияние коммутируемого напряжения на статистические характеристики микродуги. Установлено, что с увеличением коммутируемого напряжения функция распределения F значительно расширяется, т.е. τ_2 может принимать значения в большом диапазоне длительностей, а ширина функции распределения растет примерно пропорционально напряжению (рисунки 1, 2). Расширение функции распределения происходит за счет той части распределения (называемой «хвостом»), которая характеризует весьма длинные микродуги длительностью до 40 – 50 мкс.

Экспериментально установлено, что «хвост» распределения связан с явлением «повторного зажигания микродуги». На рисунке 3 приведена осциллограмма, поясняющая понятие «повторного зажигания микродуги». После горения второй стадии (τ_2) микродуга погасает, напряжение на контактах возрастает до напряжения источника питания, однако через некоторую временную паузу (τ_2') микродуга зажигается повторно (τ_2''). Повторное зажигание микродуги обусловлено сближением лепестков после погасания

микродуги под действием электростатического притяжения.

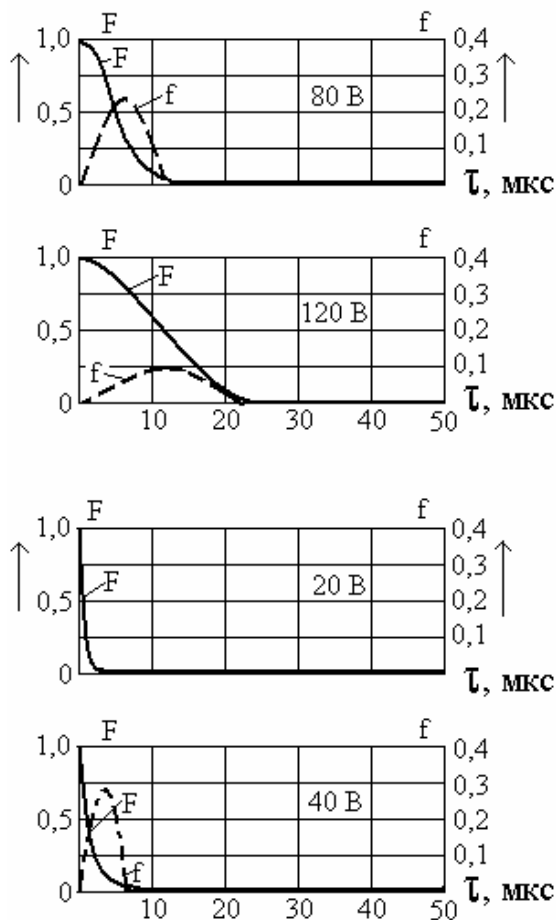


Рисунок 2 – Функция распределения F и плотность вероятности f распределения по длительностям τ короткой микродуги в герконе при коммутируемом токе 50 мА и различных напряжениях

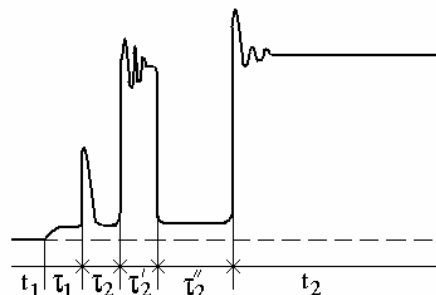


Рисунок 3 – Формы напряжения на герконе при повторном возникновении микродуги

Путем вычисления математического ожидания было определено среднее значение длительности второй стадии микродуги (τ_{2cp}) на одно срабатывание.

Графики зависимостей $\tau_{2cp} = f(U_{ком})$ для различных обследованных типов герконов приведены на рисунке 4.

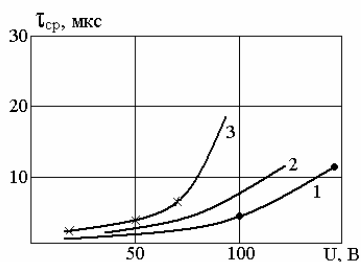


Рисунок 4 – Зависимость средней длительности второй стадии контактной микродугоуги τ_{2cp} от коммутируемого напряжения:
 1 – КЭМ – 2 – золото, $I = 50$ мА,
 2 – КЭМ – 2 – золото, $I = 1$ мА,
 3 – КЭМ – 1 – родий, $I = 50$ мА

Можно видеть, что среднее значение длительности второй стадии микродугоуги пропорционально коммутируемому напряжению. Эффект повторного зажигания микродугоуги не сказался существенно на среднем значении τ_{2cp} из-за низкой частоты повторных зажигания. Следует заметить, что ход зависимости $\tau_{2cp} = f(U_{ком})$ определяется не только «уширением» функции распределения, но и перемещением максимума плотности вероятности f в область больших длительностей.

Влияние коммутируемого тока на статистические характеристики микродугоуги. Функция распределения контактной микродугоуги (так же, как и плотности вероятности) заметно изменяется по мере увеличения тока. Расширение F происходит главным образом за счет удлинения первой стадии дуги (τ_1). Если же рассматривать только вторую стадию микродугоуги (т.е. участок за пределами τ_1), то можно заметить, что функция распределения F с увеличением тока расширяется незначительно, однако максимум плотности вероятности f перемещается в область больших длительностей. Это сказывается в увеличении среднего значения длительности второй стадии микродугоуги. Лишь в непосредственной близости к критическому режиму (который характеризуется зажиганием длинной дуги в атмосфере наполняющего газа [3] и сопровождается заметным искрением в рабочем зазоре) статистические характеристики микродугоуги претерпевают заметные изменения, появляется «хвост» функции распределения, простирающийся в область нескольких десятков микросекунд. Работа в критическом режиме приводит к интенсивному износу контактов и необратимому дрейфу статистических характеристик. В связи с этим от снятия характеристик вблизи критического режима отказались.

На рисунке 5 приведены зависимости усредненной длительности второй стадии микродугоуги от тока, полученные путем обработки статисти-

ческих характеристик для нескольких типов герконов и различных коммутируемых напряжений.

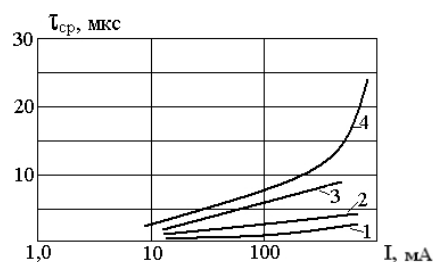


Рисунок 5 – Зависимость средней длительности второй стадии короткой микродугоуги τ_{2cp} от коммутируемого тока при различных напряжениях на герконе:
 1 – КЭМ – 1, $U = 10$ В, 2 – КЭМ – 1, $U = 50$ В,
 3 – КЭМ – 1, $U = 100$ В, 4 – КЭМ – 1, $U = 150$ В

Резкий загиб в правой части зависимости обусловлен переходом в критический режим, т.е. зажиганием длинной дуги.

Эмпирическое соотношение для средней длительности микродугоуги. На основе обработки экспериментальных данных была установлена эмпирическая формула, отображающая взаимосвязь между средним значением длительности микродугоуги τ_{2cp} и коммутируемыми током I и напряжением U :

$$\tau_{2cp} = B(U - U_0) \lg(1 - I/I_0), \quad (1)$$

где B – эмпирическая постоянная (определяемая с использованием метода наименьших квадратов), U_0 – напряжение возникновения критического режима, I_0 – ток возникновения критического режима.

Кроме того, на τ_{2cp} существенно сказывается крутизна нарастания напряжения на контактах, которая в свою очередь определяется реактивностью нагрузки.

Общим свойством двух стадий дуги является низкое падение напряжения – в пределах 1 – 2 В, сильная зависимость τ_1 и τ_2 от материала покрытия и состояния контактных поверхностей. Поскольку эрозионное воздействие как первой, так и второй стадии микродугоуги имеет единую физическую природу (связанную с переносом заряда в микродугоге), целесообразно приведенные в ранней работе [1] эмпирические формулы объединить в одну:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = \{C + B(U + U_0)\} \lg(1 + I/I_0) \quad (2)$$

где C – эмпирическая постоянная.

Это выражение может быть использовано для оценки интенсивности эрозионного воздействия различных электрических режимов коммутации.

Показательно, что на параметры как стабильной первой, так и нестабильной второй стадий контактной микродугоуги не оказывает влияние

ни изменение давления наполняющего газа (в пределах 0,1 – 760 Торр), ни изменение рода газа (азот – воздух). Это позволяет сделать важный вывод о том, что решающее значение в процессах в коротких микродугах имеет не газовая среда наполнения, а продукты испарения материала контактов.

Особого внимания заслуживает зависимость как первой, так и второй стадий микродуг от рельефа контактных поверхностей. Эти зависимости позволяют контролировать износ контактов в процессе срока службы (по увеличению τ_1 и τ_{2cp} относительно первоначальных значений), а также производить отбраковку контактов на стадии тренировки герконов, т. е. являются основой для разработки методики отбраковки.

Длинные дуги в герконах и их статистические характеристики. К переходным процессам в герконах можно причислить и явление возникновения длинной дуги. Электрический разряд, называемый длинной дугой, возникает в разомкнутом состоянии контактов. Характер эрозионного воздействия – грубый перенос материала, локальное расплавление и окисление контактных поверхностей. Падение напряжения в длинной дуге $U = 8 - 15$ В.

Длинная дуга представляет собой самостоятельный (самоподдерживающийся) вид разряда. В литературе она называется «дугой с холодным катодом» или «дугой высокого давления» [4 – 5]. Исследования длинной дуги в герконе заключались в осциллографическом наблюдении формы напряжения на герконе при постепенном увеличении параметров электрического режима коммутации (тока, напряжения) и фиксации параметров режима, при которых в герконе появляется длинная дуга (т.е. дуга с падением напряжения 10 В). При этом осциллограмма напряжения принимает вид, представленный на рисунке 6.

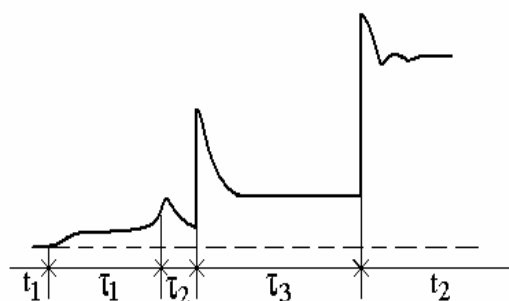


Рисунок 6 – Форма напряжения на контактах в процессе возникновения длинной дуги

Здесь участки t_1 , τ_1 , τ_2 , t_2 соответствуют обозначениям рисунка 5. Длинная дуга на осциллограмме проявляется участком τ_3 . Одновременно

с этим проводились визуальные наблюдения световых эффектов в рабочем зазоре. Для этого управляющая катушка имела специальное отверстие, открывающее обзор рабочего участка геркона.

Момент появления длинной дуги в герконе зависит от параметров коммутационного режима: тока и напряжения. На рисунке 6 нанесены кривые, отмечающие коммутационные режимы появления длинной дуги в герконах.

В области, расположенной ниже кривой, длинная дуга не возникает, а выше кривой – имеет место. Анализируя ход кривой, можно заметить, что в области малых напряжений (менее 100 В) режимы появления дуг характеризуются примерно постоянной мощностью коммутации. Экспериментальные данные (рисунок 7) показывают значительное преимущество родиевого покрытия перед золотым (родиевый контакт позволяет коммутировать мощность до 20 – 25 Вт без образования дуги, в то время как золотой лишь 7,5 – 10 Вт).

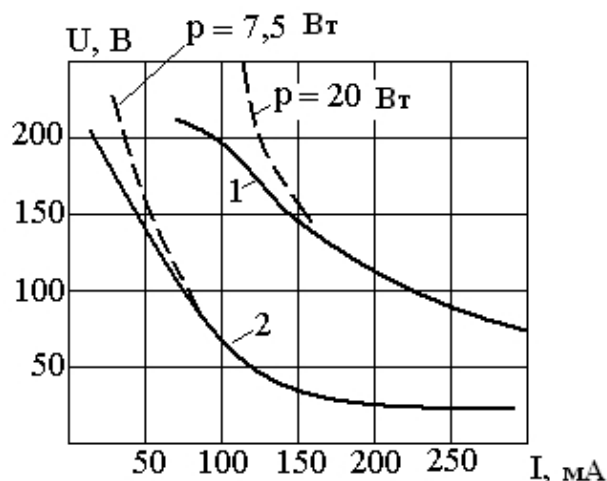


Рисунок 7 – Кривые порогового режима геркона типа КЭМ – 1

Замечено также, что параметры порогового режима (т.е. режима появления дуги) существенно зависят от состояния контактных поверхностей. На рисунке 8 приведены кривые порогового режима для одного и того же образца с золотым покрытием.

На рисунке 8 кривая 1 снята в первые часы работы геркона, кривые 2 и 3 – после нескольких часов работы в режиме: $U = 100$ В, $I = 100$ мА (т.е. в режиме выше порогового). Очевидно, длинная дуга, горевшая в этом режиме, вызвала значительную эрозию контактных поверхностей, что в свою очередь снизило порог появления дуги. Значительные следы эрозии (уничтожение покрытия, темный налет на золотом покрытии) были обнаружены на контактах после вскрытия.

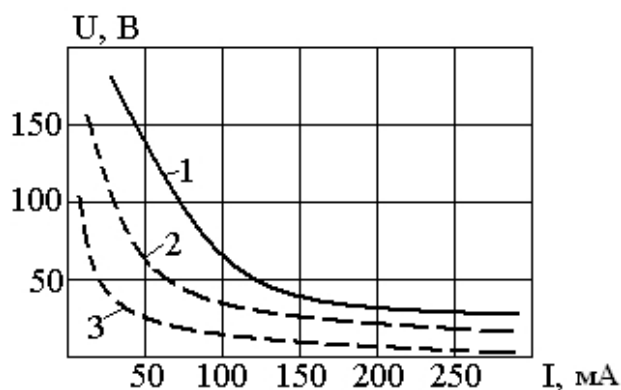


Рисунок 8 – Кривые порогового режима геркона типа КЭМ – 1:
1 – при неповрежденных контактах;
2, 3 – после работы контактов в режимах выше предельного

Зажигание длинной дуги происходит не на каждом срабатывании геркона. Частота зажигания растет по мере увеличения коммутируемых напряжения и тока. Длительность длинной дуги также подчиняется некоторому вероятностному закону, увеличиваясь (в среднем) по мере увеличения напряжения и тока. При значительном превышении предельного режима длинная дуга может гореть в течение всего интервала времени от момента размыкания до замыкания контактов.

Эрозионное воздействие длинной дуги на контакты настолько значительно, что уже в процессе измерений происходит заметное повреждение контактных поверхностей. В связи с этим измерение вероятности зажигания не проводилось.

При достижении порогового уровня коммутируемой мощности в контактном зазоре появляется интенсивное свечение в виде белых искр.

Выводы. С использованием разработанной методики исследованы статистические характеристики нестабильной стадии микродугоуги в магнитоуправляемых контактах при различных значениях коммутируемых напряжений (1 – 200 В) и токов (1 – 200 мА). Показано, что решающее значение в процессах в коротких микродугах имеет не газовая среда наполнения, а продукты испарения материала контактов. Это позволяет сделать вывод о том, что ключевым фактором, определяющим ресурс работы, являются характеристики покрытий контакт-деталей, а не состав газовой среды.

Получены статистические характеристики микродугоуги для геркона средней мощности КЭМ – 1 в широком диапазоне токов и напряже-

ний, по которым вычислены средние значения длительностей микродуг.

Полученные данные о статистических характеристиках микродугоуги могут быть использованы при расчете динамических и переходных режимов работы устройств на основе магнитоуправляемых контактов. Средняя длительность дуги позволяет оценить характеристики эрозионной стойкости покрытия контакт-деталей герконов, что может быть использовано при сортировке готовых изделий по ресурсу работы. Полученные данные позволяют оценивать интенсивность дугообразования и косвенноинтенсивность эрозионных эффектов в тех или иных условиях и режимах работы магнитоуправляемых контактов. Это может быть полезным как при выборе оптимальных режимов коммутации в герконах, так и при исследованиях эрозионной стойкости различных материалов и конструкций герконов, определении требований к многослойным покрытиям контакт-деталей магнитоуправляемых контактов [6].

Все результаты работы были получены в ходе выполнения государственного контракта № 14.518.11.7026 в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» с использованием УСУ «Многофункциональный комплекс для формирования и исследования параметров тонких пленок (МКФИП ТП)».

Библиографический список

1. Анитов Н.М., Арефьев А.С., Гололобов Г.П. О возникновении микроарядов в герконах// Вестник РГРТУ. – 2009. – № 2. – С. 87–90.
2. Арефьев А.С., Анитов Н.М., Гололобов Г.П. Длинная микродуга в герконе// Фундаментальные и прикладные проблемы физики: Материалы VII международной научно-технической конференции. – Саранск: МГПИ. – 2012. – С. 40–41.
3. Mamontov E.V., Gurov V.S., Dyagilev A.A., Grachev E.Yu. Time-of-Flight Mass-Separation of Ions in Planar Linear Radiofrequency Electric Fields// Journal of Analytical Chemistry. – 2012. – Vol. 67. – N 13. – С. 981–986.
4. Мирдель Г.И. Электрофизика. – Москва: Мир, 1972. – 608 с.
5. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – Москва: Наука, 1970. – 536 с.
6. Гололобов Г.П., Уточкин И.Г. Формирование и диагностика 2D наноразмерных структур// Вестник РГРТУ. – 2012. – Вып. 3. – С. 25–28.

УДК 621.373.826

*П.Г. Воробьев, Е.Г. Чуляева***ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗНОСТНУЮ ЧАСТОТУ ДВУХЧАСТОТНОГО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО НЕ-НЕ ЛАЗЕРА**

В данной работе проводится исследование влияния магнитного поля на разностную частоту двухчастотного зеемановского He-Ne лазера. Показано, что внутри магнитной системы лазера существует как продольное магнитное поле, так и поперечное, что при определенных условиях приводит к изменению зависимости разностной частоты от расстройки оптического резонатора.

Ключевые слова: He-Ne лазер, разностная частота, ЛГН-212-1М, эффект Зеемана.

Введение. Как показали исследования, в конструкциях отечественных двухчастотных He-Ne газовых лазеров на основе эффекта Зеемана, наряду с продольным магнитным полем, накладываемым на активную среду, возникает поперечная составляющая магнитного поля. Это, при определенных условиях, меняет характер зависимости разностной частоты от расстройки оптического резонатора. В работе [1] показано, что зависимость разностной частоты от расстройки резонатора в продольном магнитном поле имеет параболический вид. Это подтверждалось экспериментально во многих работах, в том числе и в работе [2].

В то же время влияние поперечного магнитного поля на активную среду газоразрядного лазера рассмотрено в работах, например, [3] и [4]. Было показано, что при воздействии поперечного магнитного поля на активную среду зависимость разностной частоты от расстройки резонатора имеет вид дисперсионной кривой, т.е. повторяет зависимость коэффициента преломления активной среды от расстройки резонатора.

В реальном лазере происходит совместное влияние поперечной и продольной составляющих магнитного поля.

Целью настоящей работы является оценка одновременного влияния продольной и поперечной составляющих магнитного поля на номинал разностной частоты и ее зависимость от расстройки оптического резонатора.

Рассмотрим предварительно влияние продольного магнитного поля на разностную частоту, возникающую в газоразрядном лазере в результате эффекта Зеемана.

Расчет расщепления частоты в продольном магнитном поле с учетом эффекта затягивания

Теоретические исследования. Проведем расчет расщепления частоты в продольном маг-

нитном поле в зависимости от расстройки в изотропном резонаторе и величины магнитного поля.

При наложении продольного магнитного поля на активную среду спектральная линия, возникающая при переходе электрона между двумя стационарными орбитами, расщепляется на три поляризованные определенным образом компоненты. Средняя компонента совпадает по частоте с первоначальной линией, а две других симметрично сдвинуты относительно нее на величину (нормальный эффект Зеемана) [5]:

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{q_e}{m_e} \cdot H, \quad (1)$$

где $\Delta\nu$ – частотное расщепление ортогонально поляризованных компонент излучения, c – скорость света в вакууме, q_e – заряд электрона, m_e – масса электрона, H – напряженность магнитного поля. Частота излучения лазера с учетом изменения коэффициента преломления и возникающего при этом фазового сдвига равна:

$$\nu = \nu_c - \frac{\Delta\nu_c}{f} \cdot \Delta\varphi_m(\nu), \quad (2)$$

где ν_c – собственная частота резонатора, $\Delta\nu_c$ – полоса резонатора (ширина резонансной кривой пустого резонатора), ν – текущая частота излучения, $\Delta\varphi_m(\nu)$ – фазовый сдвиг, обусловленный введением среды в резонатор, f – относительные потери резонатора, измеренные на уровне половинной интенсивности.

Величина фазового сдвига определится из выражения, выведенного Беннеттом [6]:

$$\Delta\varphi_m(\nu) = -0,28g(\nu) \exp\left[-\left(\frac{\nu_0 - \nu}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \times \sin\left(\frac{\nu_0 - \nu}{0,3\Delta\nu_D}\right), \quad (3)$$

где ν_0 – частота центра атомной линии, ν – текущая частота лазерного излучения, $\Delta\nu_D$ – полуширина Доплеровского контура, $g(\nu)$ – усиление по энергии для Гауссовой кривой.

С учетом (2) и (3) можно записать каждую из частот расщепленного под действием магнитного поля контура усиления в виде:

$$\nu_{1,2} = \nu_c + \frac{\Delta\nu_c}{f} 0,28g(\nu) \exp\left[-\left(\frac{\nu_0 - \nu_{1,2}(H)}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \times \quad (4)$$

$$\times \sin\left(\frac{\nu_0 - \nu_{1,2}(H)}{0,3\Delta\nu_D}\right),$$

$$\nu_1(H) = |-\nu_2(H)| = \nu(H),$$

$$\nu(H) = MG\mu_B H, \quad (5)$$

где $M = 1,76 \cdot 10^4$ (Гц·м/А) – множитель для сдвига частоты, $G = 1,3$ – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора.

Генерация стационарных колебаний при мощности выше пороговой означает, что усиление по энергии на частоте генерации должно удовлетворять условию:

$$g(\nu) = f, \quad (6)$$

т.е. усиление среды равно потерям.

Тогда разностная частота, которую обозначим $F(H)$, будет равна:

$$F(H) = |\nu_1 - \nu_2|. \quad (7)$$

Подставляя формулу (4) в (7), с учетом (6), имеем:

$$F(H) = 0,28 \cdot \Delta\nu_c \times$$

$$\times \left[\exp\left[-\left(\frac{\nu_0 + \nu(H)}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \cdot \sin\left(\frac{\nu_0 + \nu(H)}{0,3\Delta\nu_D}\right) - \right. \quad (8)$$

$$\left. - \exp\left[-\left(\frac{\nu_0 - \nu(H)}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \cdot \sin\left(\frac{\nu_0 - \nu(H)}{0,3\Delta\nu_D}\right) \right].$$

Теперь выразим ширину полосы резонатора через его добротность Q .

$$Q = \frac{2\pi\nu_c L}{cf} = \frac{\nu_c}{\Delta\nu_c}, \quad (9)$$

где L – длина оптического резонатора (или длина активного элемента с внутренними зеркалами). Из формулы (9) получаем:

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu_c}{Q} = \frac{f \cdot c}{2\pi L}, \quad (10)$$

где f – потери в резонаторе, возникающие за один проход луча (0,01...0,03), Q – добротность резонатора.

Подставляя (10) в (8), запишем зависимость разностной частоты от расстройки ξ оптическо-

го резонатора для фиксированного значения напряженности магнитного поля:

$$F(\xi) = 0,28 \cdot \frac{f \cdot c}{2\pi L} \times$$

$$\times \left[\exp\left[-\left(\frac{\xi + \nu(H)}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \cdot \sin\left(\frac{\nu_0 + \nu(H)}{0,3\Delta\nu_D}\right) - \right. \quad (11)$$

$$\left. - \exp\left[-\left(\frac{\xi - \nu(H)}{0,6\Delta\nu_D}\right)^2\right] \cdot \sin\left(\frac{\nu_0 - \nu(H)}{0,3\Delta\nu_D}\right) \right].$$

Опираясь на формулу (11), построим теоретические зависимости разностной частоты от расстройки резонатора при различных значениях напряженности продольного магнитного поля для активного элемента с внутренними зеркалами длиной $L = 125$ мм.

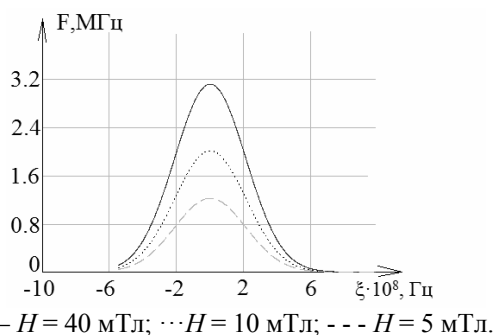


Рисунок 1 – Кривые зависимости разностной частоты от расстройки резонатора для различных значений напряженности продольного магнитного поля H

Расчет расщепления частоты в магнитном поле с продольной и поперечной составляющими

В соответствии с [4] частота лазерного излучения определяется выражением:

$$\nu = \nu_r - \phi - 2\pi\chi\nu_0, \quad (12)$$

где ν_0 – оптическая частота лазерного излучения, ν_r – собственная частота пустого резонатора, ϕ – фазовый сдвиг, возникающий под влиянием эффекта затягивания [6], χ – восприимчивость среды.

Третий член равенства (12) определяет изменение частоты, связанное с восприимчивостью среды, которая, в свою очередь, связана с коэффициентом преломления среды соотношением [4]:

$$n(\nu) - 1 = 2\pi\chi. \quad (13)$$

Зависимость разностной частоты от расстройки резонатора при фиксированном значении напряженности магнитного поля можно получить, если формулу (12) записать для каждой из составляющих лазерного излучения, возникающих в результате эффекта Зеемана.

$$v_1 = v_r - \dot{\phi} - 2\pi\dot{\chi}v_0, \quad v_2 = -(v_r - \dot{\phi} - 2\pi\dot{\chi}v_0),$$

$$f_r(\xi) = |v_1 - v_2|. \quad (14)$$

Формула (14) позволяет описать зависимость разностной частоты от расстройки резонатора при одновременном действии на активную среду как поперечного, так и продольного магнитного поля. Так как первое и второе слагаемые равенства (12) учитываются в уравнении (11), то при расчете частотной добавки, появляющейся при действии на активную среду поперечного магнитного поля, они уже не учитываются.

Рассмотрим третье слагаемое в уравнении (12). Зависимость коэффициента преломления от восприимчивости среды приведена в работе [7]. В соответствии с теорией дисперсии коэффициент преломления $n(v) = v(\xi)$ (где $\xi = v_0 - v_1$ – расстройка резонатора) определяется из выражения:

$$n^2(1 - \chi^2) = 1 + \frac{4\pi N \left(\frac{q_e^2}{m_e} \right) (v_0^2 - v^2)}{(v_0^2 - v^2)^2 + \gamma^2 v^2}, \quad (15)$$

где N – число атомов в единице объема для данного случая. Подставляя числовые значения, запишем:

$$4\pi N \left(\frac{q_e^2}{m_e} \right) = C \approx 3.78 \cdot 10^7 \text{ (Кл}^2/\text{кг)} - \text{ постоянная}$$

величина; γ – коэффициент затухания.

Преобразуем в правой части выражения (15) второй член:

$$\frac{C(v_0^2 - v^2)}{(v_0^2 - v^2)^2 + \gamma^2 v^2} = \frac{C \cdot (v_0 - v) \cdot (v_0 + v)}{((v_0 - v) \cdot (v_0 + v))^2 + \gamma^2 v^2} \cong$$

$$\cong \frac{C \cdot \Delta v \cdot 2v}{(\Delta v \cdot 2v)^2 + \gamma^2 v^2} = \frac{2 \cdot C \cdot \Delta v}{v(4\Delta v^2 + \gamma^2)}. \quad (16)$$

Примем во внимание, что преломление в разреженном газе много меньше 1, и тогда:

$$n^2 - \chi^2 n^2 - 1 \cong n - 1. \quad (17)$$

Учитывая (13), (17), а также то, что $v \approx v_0$ при центральной настройке резонатора, подставим выражение (16) в выражение (14):

$$f_r(\xi) = |v_1 - v_2| = \frac{4 \cdot C \cdot \Delta v}{(4 \cdot \Delta v^2 + \gamma^2)}, \quad (18)$$

$$\Delta v = v_0 - (G_1 - G_2) \mu_B H, \quad (19)$$

где G_1, G_2 – факторы Ланде для двух ортогональных линейно поляризованных под действием поперечного магнитного поля составляющих. Для нашего случая Δv меняется от 0 до 200 МГц, что соответствует Лоренцевой ширине линии. Окончательно разностная частота в зависимости от расстройки резонатора при совместном

влиянии на активную среду поперечной и продольной составляющих магнитного поля имеет вид:

$$F(\xi) = 0.28 \cdot \frac{f \cdot c}{2\pi L} \times$$

$$\times \left[\exp \left(- \left(\frac{\xi + v(H)}{0.6\Delta v_D} \right)^2 \right) \cdot \sin \left(\frac{v_0 + v(H)}{0.3\Delta v_D} \right) - \right. \quad (20)$$

$$\left. - \exp \left(- \left(\frac{\xi - v(H)}{0.6\Delta v_D} \right)^2 \right) \cdot \sin \left(\frac{v_0 - v(H)}{0.3\Delta v_D} \right) \right] +$$

$$+ \frac{4 \cdot C \cdot \xi}{(4 \cdot \xi^2 + \gamma^2)}.$$

На рисунке 2 показана теоретическая зависимость разностной частоты от расстройки резонатора при совместном влиянии продольной и поперечной составляющих магнитного поля магнитной системы излучателя лазера для нескольких значений напряженности магнитного поля. Из рисунка видно, что в таком случае пределы существования разностной частоты на порядок меньше по сравнению с кривой на рисунке 1, что предъявляет более высокие требования по точности регулировки автоматической системы стабилизации оптической частоты излучения лазера.

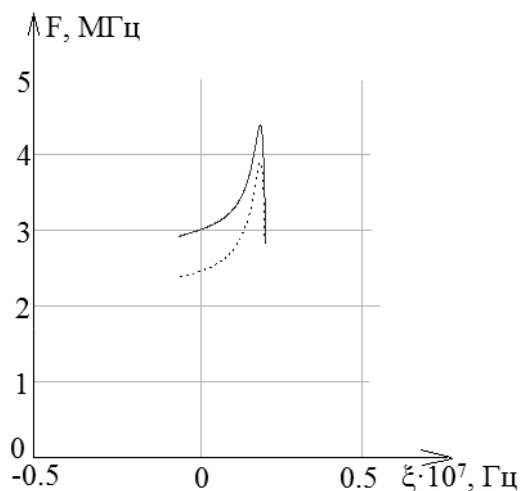


Рисунок 2 – Кривые зависимости разностной частоты при совместном влиянии продольной и поперечной составляющих магнитного поля магнитной системы излучателя лазера для нескольких значений напряженности магнитного поля

Исследование магнитной системы излучателя лазера ЛН-212-1М

Экспериментальные исследования. Для исследования формы и величины напряженности магнитного поля, действующего на активный элемент, помещенного внутрь магнитной системы излучателя лазера, использовался программ-

ный пакет «COMSOL Multiphysics». Исследуемая модель представлена на рисунке 3.

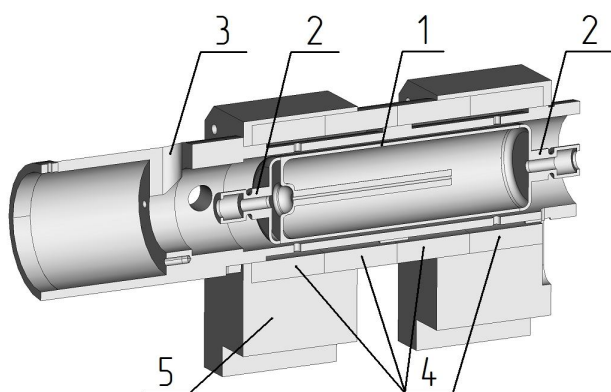


Рисунок 3 – Модель излучателя частотно-стабилизированного лазера ЛГН-212-1М

Основным элементом излучателя (см. рисунок 3) лазера является активный элемент (1) с внутренними зеркалами. Зеркала размещаются в юстировочных узлах (2), выполненных из инвара. Активный элемент устанавливается внутри алюминиевой трубы (3). Полученная конструкция устанавливается в магнитную систему, собранную из 4-х кольцевых постоянных магнитов (4). Материал магнитов – ЮНДК 24. Магнитная система располагается внутри алюминиевых стоек (5). Инвар, из которого сделаны юстировочные узлы, является сплавом никеля и железа ($\text{Ni} - 36\% \text{ Fe} - 64\%$). Такие сплавы называются пермаллоями, обладающими малой коэрцитивной силой и высокой начальной магнитной проницаемостью. Таким образом, помещенные в магнитное поле юстировочные узлы активного элемента намагничиваются, тем самым искажая форму магнитного поля внутри магнитной системы. Для проверки этого факта использовался модуль магнитостатического анализа «Magnetic fields, No currents». Он позволяет проанализировать распределение и величину напряженности магнитного поля в любой точке пространства модели. Основой математического аппарата являются уравнения Максвелла. В описании [8] на используемый программный модуль предлагается решать задачи магнитостатики, в которых отсутствует понятие электрического тока, используя скалярный магнитный потенциал V_m .

На рисунке 4 представлены результаты моделирования магнитной системы лазера, собранной из 4-х постоянных кольцевых магнитов.

В результате моделирования выяснилось, что магнитное поле внутри магнитной системы не однородно и не является аналогом магнитного поля, возникающего внутри электрического соленоида, имеющего такую же конфигурацию, как исследуемая магнитная система. Этот факт

также подтверждается экспериментальными измерениями магнитной индукции внутри соленоида и постоянных магнитов системы с помощью измерителя магнитной индукции Ш1-8 [9].

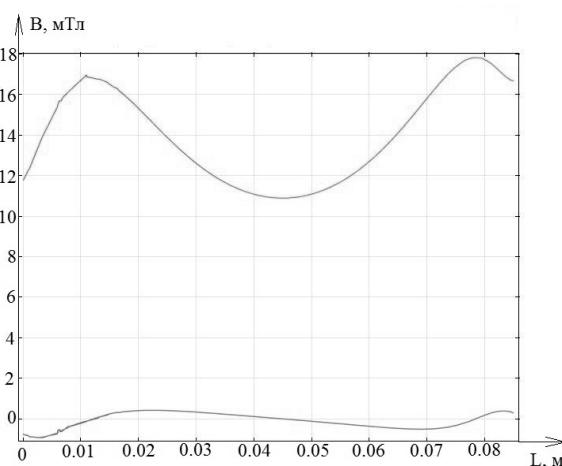


Рисунок 4 – Величина магнитной индукции продольной составляющей (верхняя кривая) и поперечной составляющей (нижняя кривая) магнитного поля внутри магнитной системы вдоль оси активного элемента

Выяснилось, что, помимо продольной составляющей магнитного поля, внутри магнитной системы есть поперечная составляющая магнитного поля, магнитная индукция которой имеет величину примерно 3 – 5 % от величины магнитной индукции продольной составляющей магнитного поля.

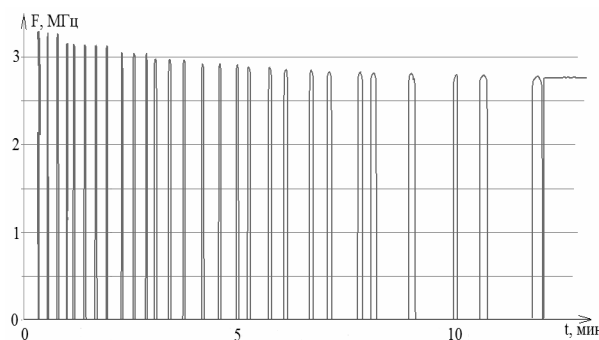


Рисунок 5 – Зависимость разностной частоты от времени прогрева активного элемента

На рисунке 5 представлена экспериментальная зависимость разностной частоты от времени прогрева активного элемента. По мере увеличения температуры корпуса активного элемента его длина также увеличивается из-за ненулевого коэффициента линейного расширения материала, из которого он сделан. В процессе прогрева активного элемента и выхода его на необходимый тепловой режим (см. рисунок 5), во-первых, наблюдается периодическое исчезновение разностной частоты, во-вторых, номинальное значение разностной частоты уменьшается на 200 –

400 кГц от первоначального значения, а, в-третьих, время существования разностной частоты и период ее появления увеличиваются.

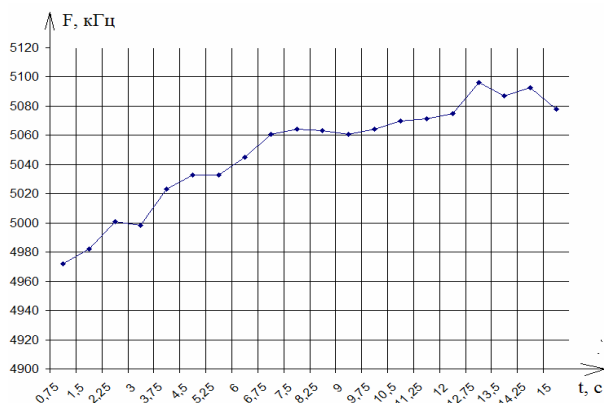


Рисунок 6 – Экспериментальная зависимость разностной частоты от времени в режиме прогрева после 20 мин в пределах одного контура

На рисунке 6 показана экспериментальная зависимость разностной частоты от времени в режиме прогрева активного элемента после 20 минут работы при напряженности магнитного поля внутри магнитной системы $H = 35$ мТл в пределах одного контура для активного элемента с повышенной разностной частотой свыше 4 МГц. Из рисунка видно, что характер изменения разностной частоты в пределах одного контура для данного активного элемента имеет монотонный вид, а не параболический, что обусловлено проявляющимся действием поперечной составляющей поля магнитной системы.

Выводы. Таким образом, при увеличении напряженности магнитного поля внутри магнитной системы не только происходит увеличение номинала разностной частоты, но и наблюдается искажение кривой зависимости разностной частоты от расстройки оптического резонатора из-за проявляющегося действия поперечной составляющей, действующего на активную среду магнитного поля; но следует учитывать, что зависимость разностной частоты от расстройки оптического резонатора и ее максимальное значение также зависят от качества отражающего покрытия зеркал резонатора, исследуемого в работе [10], их коэффициента отражения, а так же от характеристик активной среды.

При стабилизации оптической частоты по равенству интенсивностей ортогонально поляризованных мод активных элементов, как, например, в работе [11], имеющих монотонную зави-

симость разностной частоты от расстройки оптического резонатора, необходимо учитывать, что в режиме стабилизации оптической частоты разностная частота находится на краю своей характеристики, из-за чего при флуктуациях оптической частоты в режиме стабилизации может наблюдаться исчезновение разностной частоты, что недопустимо при работе лазера в режиме стабилизации. Поэтому для стабилизации оптической частоты активных элементов, имеющих подобные характеристики, необходимо либо вводить перекося интенсивностей мод излучения, либо использовать другие методы стабилизации, например по опорному значению разностной частоты.

Библиографический список

1. He-Ne лазер на $\lambda = 0.63$ мкм в режиме генерации двух ортогонально-поляризованных мод / С.А. Гончуков, В.М. Ермаченко, Р.Д. Косумова, В.В. Никитин, Е.Д. Проценко // Квантовая радиофизика. Препринт № 31, ФИАН им. Лебедева. – М., 1981. – 36 с.
2. Привалов В.Е., Федотов М.А., Чуляева Е.Г. Влияние возмущений в активной среде на нестабильность разностной частоты излучения лазера // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 1. С. 149–153.
3. Гуделев В.Г., Ясинский В.М. Двухчастотный гелий-неоновый лазер в поперечном магнитном поле // Квантовая электроника. 1982. Т. 9, № 7. С. 1420–1428.
4. Войтович А.П. Магнитооптика газовых лазеров. – Минск: Наука и техника, 1984. – 207 с.
5. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. (Изд. 2). – СПб.: Лань, 2010. – 656 с.
6. W.R. Bennett, JR. The physics of gas lasers. - New York, London, Paris: Gordon and breach, 1977. – С. 214.
7. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. – М.: Высшая школа, 1995. – С. 149–151.
8. Comsol. AC/DC module. User's Guide. Theory for the Magnetic Fields, No Currents Interface, may 2012. – P. 243.
9. Измеритель магнитной индукции Ш1-8. Техническое описание и инструкция по эксплуатации, 1984. – С. 41.
10. Молчанов А.В., Серебряков А.Е., Чиркин М.В. Анизотропия рассеивающих свойств сверхгладких подложек зеркал для прецизионных лазерных гироскопов // Вестник РГРТУ. 2012. № 4 (выпуск № 42). Часть 2. С. 92–98.
11. Власов А., Хиллов С. Частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры для интерферометрии // Фотоника. 2007. № 5. С. 5–7.

УДК 535:621.373.8

О.А. Абросимов, А.В. Горечий, М.М. Зарубин, А.Б. Ястребков

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ КВАЗИОДНОРОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ В DPSS ЛАЗЕРАХ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ДВУХЛУЧЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Предложены:

– метод получения квазиоднородного распределения излучения накачки по поперечному сечению активной среды при боковой диодной накачке твердотельных лазеров;

– способ расчета оптимальной концентрации активных ионов для активных сред с треугольным поперечным сечением.

На их основе разработана простая конструкция двухлучевого лазера. Показано, что двухлучевой лазер может быть эффективно использован для сварки разнородных материалов.

Ключевые слова: диодная накачка, DPSS лазер, однородность накачки, концентрация активных ионов, лазерная обработка материалов.

Введение. Известно, что использование поперечной диодной накачки в твердотельных лазерах (DPSS лазерах) является наиболее доступным с точки зрения создания простой конструкции лазерного модуля. Однако достижение эффективной и однородной в поперечном сечении диодной накачки активных элементов таких лазеров представляет собой большую проблему из-за высокого коэффициента поглощения активной среды на длине волны накачки. Однородность накачки повышается при использовании симметричной двухсторонней, относительно оптической оси резонатора, поперечной накачки, но и в этом случае коэффициент усиления в средней части поперечного сечения активной среды (на оси резонатора) оказывается ниже, чем на периферии, что приводит к неэффективному использованию резонатора при работе на основной поперечной моде. Следовательно, поперечная диодная накачка активных элементов традиционной формы (с прямоугольным или круглым поперечным сечением) более эффективна при работе в многомодовом режиме. В работе [1] впервые предложено использовать активный элемент DPSS лазера с поперечным сечением треугольной формы. В этой работе было показано, что эффект полного внутреннего отражения существенно улучшает однородность поперечной диодной накачки таких активных элементов.

Цель работы. В настоящей работе приводится методика расчета оптимальной концентрации активных ионов в кристаллах с треугольным поперечным сечением, а также предлагаются варианты конструкции DPSS лазера с поперечным сечением активного элемента в виде правильного треугольника и с трехсторонней

накачкой диодными матрицами (однолучевую и двухлучевую). Основная цель работы – разработка метода получения квазиоднородной поперечной диодной накачки твердотельных лазеров для улучшения эффективности их работы на основной моде резонатора и разработка на его основе конструкции импульсно-периодического двухлучевого лазера, предназначенного для сварки разнородных материалов.

Активные элементы с поперечным сечением в виде правильного треугольника. Для реализации поставленной цели предлагается использовать активные элементы с поперечным сечением треугольной формы. В этом случае использование эффекта полного внутреннего отражения позволяет увеличить интенсивность накачки в средней части поперечного сечения активной среды. При оптимальной концентрации активных ионов коэффициент усиления в средней части поперечного сечения кристалла может оказаться таким же, как и вблизи боковой поверхности.

Это утверждение подтверждают расчеты, которые были выполнены для односторонней накачки такого кристалла диодной матрицей без учета расходимости излучения матриц. Результаты расчетов, иллюстрирующих эту ситуацию в случае односторонней боковой накачки, приведены на рисунке 1. Расчеты сделаны с использованием закона Бугера, с учетом эффекта полного внутреннего отражения и эффекта насыщения активной среды:

$$I(x) = I(0) \cdot \exp(-\alpha_0 x / (1 + I_s)) \quad (1)$$

и проводились для одних и тех же характеристик излучения накачки и параметров активной сре-

ды. Из рисунка 1 видно, что распределение интенсивности излучения накачки по сечению активного элемента существенно отличается для кристаллов с квадратным и с треугольным сечениями. Интенсивность накачки в центральной части сечения значительно возрастает, когда используется активный элемент с треугольным сечением.

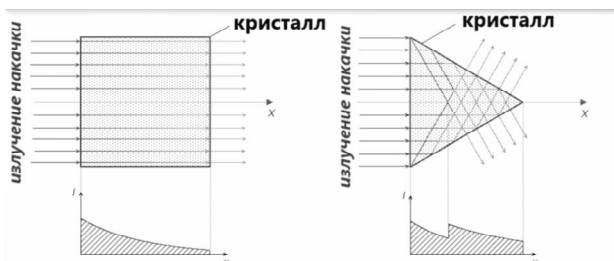


Рисунок 1 – Сравнительное распределение интенсивности накачки внутри активных элементов различной формы

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы: использование активных элементов с треугольным поперечным сечением при трехсторонней боковой накачке диодными матрицами позволяет

- увеличить эффективность твердотельного лазера с боковой диодной накачкой при работе на основной поперечной моде;
- улучшить однородность лазерного пучка в плоскости его поперечного сечения;
- повысить оптический КПД за счет уменьшения потерь излучения накачки из-за эффекта полного внутреннего отражения от боковых граней активного элемента.

Определение оптимальной концентрации ионов Nd^{3+} в активном элементе с треугольным поперечным сечением. Для реализации эффективной поперечной накачки диодными матрицами активных элементов с треугольным поперечным сечением необходимо корректно рассчитать оптимальную концентрацию активных атомов в таком лазерном модуле. Методика расчета оптимальной концентрации для активного элемента стандартной формы имеется, а для треугольной формы – нет. Для того чтобы корректно разработать конструкцию двухлучевого лазера, необходимо предложить собственную методику расчета оптимальной концентрации активных атомов. Условие неизменной интенсивности накачки в поперечном сечении можно выполнить на одном проходе для стержней прямоугольного и круглого сечения только в случае полного насыщения активной среды, что приводит к существенному снижению КПД оптической накачки. Для повышения эффективности диодной накачки необходимо ставить дополнительные отражатели, существенно услож-

няющие конструкцию лазерного модуля. Однако в том случае, когда поперечное сечение в направлении распространения излучения накачки уменьшается, его уменьшение может компенсировать уменьшение энергии излучения накачки за счет поглощения, так как интенсивность I оценивается выражением:

$$I = E/St. \quad (2)$$

Здесь E – энергия в импульсе излучения накачки, t – длительность импульса накачки, S – площадь поперечного сечения пучка накачки. Именно этот случай реализуется для активного элемента с треугольной формой поперечного сечения. При этом излучение накачки не покидает активного элемента из-за эффекта полного внутреннего отражения. Излучение накачки может только отражаться от его боковых сторон, тем самым, увеличивая интенсивность накачки на оси OX (рисунок 2).

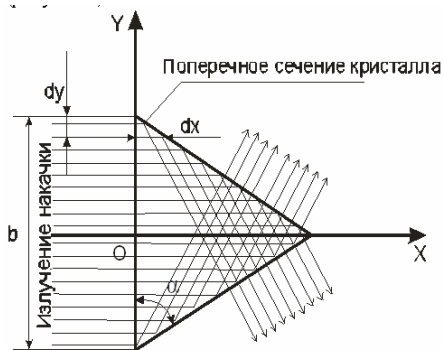


Рисунок 2 – Иллюстрация к расчету оптимальной концентрации ионов неодима в активном элементе с треугольным поперечным сечением

Предположим, что в начальный момент времени на грань активного элемента падает излучение накачки мощностью $P(0)=E(0)/t$. Тогда при условии, что площадь поперечного сечения излучения накачки от диодной матрицы согласована с площадью боковой грани активного элемента и равна $S(0)=bl$, где l – длина грани кристалла, а b – её ширина, начальная интенсивность излучения накачки $I(0)=P(0)/S(0)$. При распространении излучения накачки вдоль оси OX на расстоянии dx площадь поперечного сечения кристалла уменьшится на величину $dS=2dy \cdot l$ и станет равной $S(dx)=S(0) - 2dy \cdot l$, а мощность излучения накачки уменьшится в этом сечении в соответствии с законом Бугера на величину $dP=\alpha_0 P(0) dx$, где α_0 – коэффициент линейного поглощения и станет равной $P(dx) = P(0) - \alpha_0 P(0) dx$. Условие неизменной интенсивности накачки в направлении оси OX определяется выражением:

$$I(0) = I(dx). \quad (3)$$

Учитывая, что выполняется соотношение $dy=dx/tg\alpha$, получим следующее выражение:

$$P(0)/S(0)=P(0) \cdot (1-\alpha_0 dx)/S(0) \cdot (1-2l dx/b l tg\alpha). \quad (4)$$

Ясно, что выполнение условия (3) возможно, если

$$\alpha_0=2/b tg\alpha \text{ или } N_a^{opt}=2/\sigma \cdot b \cdot tg\alpha. \quad (5)$$

Выражение (5) справедливо в линейном приближении.

В этом упрощенном расчете мы не учитывали эффект отражения излучения накачки от боковой грани кристалла, что увеличивает интенсивность излучения накачки на оси Ox и эффект насыщения, который несколько снижает реальное значение коэффициента поглощения.

С учетом эффекта насыщения выражение для расчета оптимальной концентрации активных атомов может быть получено из следующего выражения:

$$\alpha_0/(1+I/I_s)=2/b tg\alpha, \quad N_a^{opt}=2 \cdot (1+I/I_s)/\sigma \cdot b \cdot tg\alpha, \quad (6)$$

где $I_s=hv/2\sigma\tau$ – интенсивность насыщения активной среды.

Результаты расчетов. Хорошо известно, что в линейном приближении активация ионами неодима иттрий алюминиевого граната до уровня одного атомного процента эквивалентна значению коэффициента линейного поглощения, равного $\alpha_0 \approx \sigma N_{am}(1 \text{ ат.}\%) = 8 \dots 9 \text{ см}^{-1}$. Тогда при концентрации атомов неодима, равной 0,6 ат.%, коэффициент линейного поглощения будет равен $\alpha_0=4,8 \dots 5,4 \text{ см}^{-1}$. С другой стороны, если $\alpha=60^\circ$ и $b=0,25 \text{ см}$ из выражения (5) можно получить, что коэффициент линейного поглощения равен $\alpha_0 = 4,6 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, при концентрации ионов неодима, близкой к 0,6 ат.%, мы будем иметь практически однородную поперечную накачку и эта концентрация будет оптимальной в этом случае.

Конструкции лазерных модулей с активными элементами, поперечное сечение которых имеет форму правильного треугольника. На основе изложенной выше методики получения квазиоднородной поперечной накачки диодными матрицами твердотельных активных элементов с поперечным сечением в виде правильного треугольника нами были разработаны простые конструкции однолучевого (рисунок 3) и двухлучевого (рисунок 4) лазерных модулей. Трехсторонняя поперечная накачка диодными матрицами в этом случае оказывается наиболее оправданной с конструктивной точки зрения. Остановимся более подробно на двухлучевой конструкции лазерного модуля. Дело в том, что данный вариант лазерного модуля может быть

использован для лазерной сварки разнородных материалов.

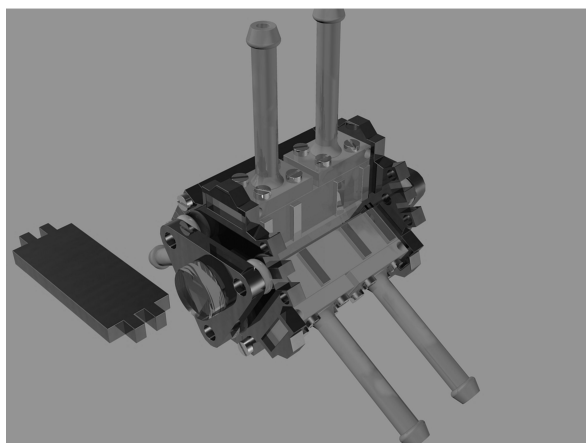


Рисунок 3 – Конструкция однолучевого лазерного модуля

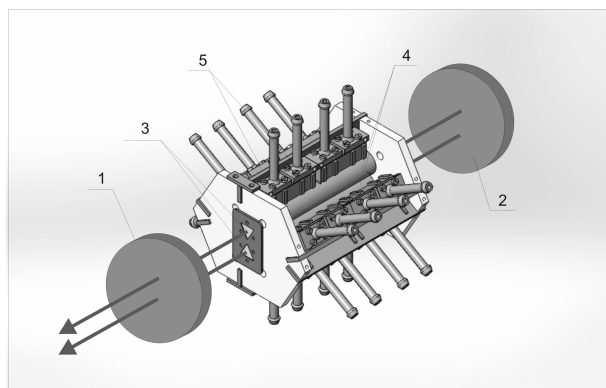


Рисунок 4 – Конструкция двухлучевого лазерного модуля:

1, 2 – зеркала резонатора, 3 – активные элементы с треугольным поперечным сечением, 4 – кварцевые трубки, 5 – диодные матрицы

Основные проблемы при лазерной сварке разнородных материалов. Прочность сварного соединения существенным образом зависит от тепловых свойств свариваемых материалов, так как процесс плавления материала под действием лазерного излучения зависит от теплового потока в этом материале, который, в свою очередь, зависит от коэффициента температуропроводности K . Глубина, на которую тепло проникает в течение времени t , приближенно определяется выражением [2]:

$$D=(4Kt)^{1/2}, \quad (7)$$

где D – глубина проникновения тепла и K – коэффициент температуропроводности. Соотношение (7) приводит к понятию тепловой постоянной времени τ , которая для пластины толщиной x равна $x^2/4K$. Значение этой постоянной характеризует длительность импульса, необходимая для того, чтобы обеспечить требуемую глубину проникновения теплового потока. Для того чтобы обеспечить эффективное плавление выбранного металлического образца, длительность

лазерного импульса должна примерно соответствовать тепловой постоянной времени этого образца. Следовательно, плохая свариваемость разнородных материалов при лазерной сварке связана с различным значением коэффициентов температуропроводности K различных материалов. Это приводит к невозможности подбора параметров импульса лазерного излучения, таким образом, чтобы он проплавлял различные материалы на одинаковую глубину. Вследствие чего получается плохое качество сварки (или её полное отсутствие) [3, 4]. Таким образом, для прочной сварки разных материалов, имеющих различные значения тепловой постоянной времени, необходимо использовать либо два различных лазера, излучение которых распределяется по разным образцам, либо использовать двухлучевой лазер с независимым управлением выходными параметрами каждого лазерного пучка. Использование двух отдельных лазеров неудобно с точки зрения реализации технологии лазерной сварки. С другой стороны, если использовать два параллельно расположенных активных элемента в одном резонаторе и независимым образом управлять интенсивностью и длительностью диодной или ламповой накачки каждого активного элемента, то можно плавить различные материалы лазерными импульсами различной длительности и интенсивности. Это позволит подобрать параметры лазерного излучения, падающего на различные материалы, таким образом, чтобы глубина проплавления разных материалов была одинаковой. В этом случае качество лазерной сварки будет наиболее высоким. Представленная на рисунке 4 конструкция двухлучевого лазера может излучать два параллельных пучка, отстоящих друг от друга на расстоянии меньшем или равном поперечному размеру отдельного пучка в ближней зоне. Управление параметрами лазерных пучков (длительностью импульса генерации, импульсной энергией и частотой следования импульсов генерации) может в этом случае осуществляться независимым образом, что является крайне важным для обеспечения наиболее качественной и прочной сварки разнородных материалов.

Таким образом, если использовать два параллельно расположенных активных элемента в одном резонаторе и независимым образом управлять интенсивностью и длительностью накачки каждого активного элемента, то на выходе такой системы мы будем иметь два близко расположенных пучка с независимым управлением параметрами каждого лазерного пучка. В этом случае можно сваривать разнородные материалы, используя лазерные импульсы различной

длительности и интенсивности. Принципиальная схема такой лазерной системы с поперечной диодной накачкой, предназначенной для сварки разнородных материалов, представлена на рисунке 5.

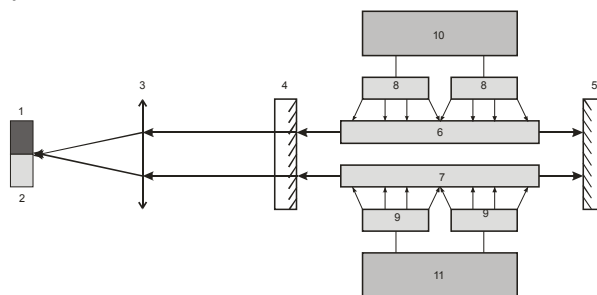


Рисунок 5 – Принципиальная схема использования двухлучевого импульсно-периодического твердотельного лазера с диодной накачкой для сварки разнородных материалов:

- 1, 2 – разнородные металлические образцы,
- 3 – фокусирующая линза,
- 4, 5 – зеркала резонатора,
- 6, 7 – активные элементы, 8, 9 – диодные матрицы,
- 10, 11 – блоки питания диодных матриц

Преимущество использования треугольной формы поперечного сечения активного элемента в таком лазере обусловлено более эффективной величиной зоны прогрева свариваемых материалов вблизи стыка разнородных материалов по сравнению с лазером, активные элементы которого имеют круглое поперечное сечение.

Действительно, при сварке встык мы имеем распределения пучков двухлучевого лазера, имеющего различные формы поперечного сечения активных элементов, представленные на рисунке 6.

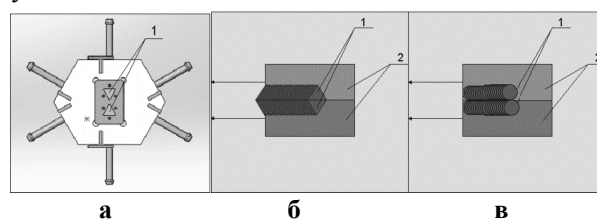


Рисунок 6 – Двухлучевой лазер в плоскости, близкой к фокальной, относительно сварочного шва:

- а – ориентация активных элементов,
- б – ориентация пучков треугольной формы,
- в – ориентация пучков круглой формы;
- 1 – ориентация активных элементов и пучков в плоскости сварочного шва,
- 2 – свариваемые материалы

На рисунке 6 слева показана оптимальная ориентация активных элементов с треугольным поперечным сечением, справа показана ориентация лазерных лучей на сварном шве в двух случаях: с треугольным поперечным сечением (б) и с круглым поперечным сечением (в).

Как видно из рисунка 6, использование активных элементов с треугольным сечением (б) более эффективно нагревает поверхности металлов, прилегающих к линии сваривания разнородных материалов, чем использование активных элементов с круглым сечением (в).

Заключение. В работе предложена методика расчета оптимальной концентрации активных ионов в активном элементе с треугольной формой поперечного сечения.

Разработана конструкция двухлучевого твердотельного лазера с треугольной формой поперечного сечения активного элемента и трехсторонней боковой накачкой диодными матрицами, реализующая независимое управление параметрами лазерных пучков.

Показано, что конфигурация поперечного сечения пучков такого лазера в плоскости, близкой к фокальной, наиболее хорошо согласуется с требованиями, предъявляемыми к лазерной сварке встык.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Фе-

дерации с использованием оборудования Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования РГРТУ. Выражаем искреннюю признательность правительству Рязанской области за финансовую поддержку этой работы.

Библиографический список

1. *Abrosimov O.A., Yastrebkov A.B., Allakhverdiev K.R.* / High power Nd³⁺:YAG laser with side quasi-homogeneous diode pumping // Book Abstracts of XIXth International Symposium HPLS&A – 2012, Sept 10–14, Stambul, Turkey, 2012. P. 102–105.

2. *Дж. Реди.* Промышленное применение лазеров: пер. с англ. – М: Мир, 1988. – 638 с.

3. *Klages K., Ruettimann C. and Olowinsky A.M.* / Laser beam micro welding of dissimilar metals // Proc. of ICALEO 2003, Laser Institute of America, Jacksonville. – P. 303 – 307.

3. *Naem M.* / Micro welding performance comparison between a low power (125W) pulsed Nd: YAG laser and a low power (100-200W) single-mode fiber laser // Conference Proceeding PICALO 2008, Beijing, China, April 2008. P. 302 – 307.

УДК 621.315.592

В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин, Д.С. Кусакин

DLTS ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДА ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAs/GaAs С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Рассматриваются результаты исследования процессов эмиссии носителей заряда в диоде Шоттки Au/n-GaAs/InGaAs/n-GaAs с квантовой ямой (КЯ) методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Проанализированы различные режимы измерения DLTS-спектров. Показано, что величина энергии активации процесса эмиссии электронов из КЯ, формально рассчитываемая из спектров DLTS, зависит от заполнения КЯ электронами.

Ключевые слова: *диодная структура, квантовая яма, релаксационная спектроскопия глубоких уровней.*

Введение. Полупроводниковые наноструктуры на основе гетероперехода InGaAs/GaAs являются предметом интенсивного изучения, поскольку используются в качестве активных слоев оптоэлектронных приборов [1]. Высококачественные тонкие слои InGaAs в обкладках GaAs с резкими гетерограницами выращивают методами газофазной эпитаксии и эпитаксии из молекулярных пучков. Для изучения величин разрезов разрешенных энергетических зон используются спектроскопия адмиттанса, DLTS-метод [2]. Гетероструктура InGaAs/GaAs с квантовыми ямами достаточно хорошо изучена методом спектроскопии адмиттанса [3], поэтому может

быть использована в качестве модельного объекта для тестирования других электрических методов исследования материалов и структур. Квантовые ямы подобны гигантским ловушкам для носителей заряда (НЗ). НЗ занимают размерноквантованные энергетические уровни в КЯ (или один – основной уровень размерного квантования в случае малой концентрации НЗ или узкой ямы, в которой образуется только один уровень энергии). Процессы эмиссии НЗ из КЯ, подобно эмиссии с глубоких энергетических уровней (ГУ), создаваемых в запрещенной зоне полупроводника различными дефектами – глубокими центрами, можно исследовать методом

DLTS [4–7]. Затруднения, возникающие при использовании релаксационной спектроскопии глубоких уровней, связаны в основном с трудностями идентификации природы пиков на спектрах – они связаны либо с эмиссией НЗ из КЯ, либо с ГУ. С другой стороны, известные преимущества DLTS-метода не позволяют полностью отказываться от его применения при исследовании полупроводниковых барьерных структур с КЯ.

Целью данной работы является изучение и анализ особенностей модельной полупроводниковой барьерной структуры с КЯ на основе гетероперехода InGaAs/GaAs методом DLTS для получения информации об энергии активации процесса перезарядки КЯ носителями заряда, которая будет в дальнейшем использована для тестирования новых методов исследования – локальной спектроскопии адмиттанса и спектроскопии низкочастотных шумов.

Образец и методы исследования. Образец представлял собой диодную структуру Шоттки $Au/n-GaAs/InGaAs/n-GaAs$ с квантовой ямой.

Образец был выращен методом эпитаксии из молекулярных пучков. На подложке $n^+-GaAs(100)$ при $T = 580$ °С выращивался буферный слой n^+-GaAs толщиной 300 нм с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, затем барьерный слой $n-GaAs$ толщиной 450 нм и концентрацией $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Далее выращивался нелегированный слой КЯ $In_{0,22}Ga_{0,78}As$ толщиной 7 нм между спейсерами GaAs толщиной 5 нм. Во время роста слоя КЯ температура подложки понижалась до 505 °С. Покровный слой $n-GaAs$ имел толщину около 400 нм и уровень легирования $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Далее, термическим испарением Au в вакууме на обратную сторону подложки и на покровный слой формировались омический контакт и контакт Шоттки соответственно. Для снижения токов утечки методом фотолитографии формировалась мезаструктура с глубиной травления 800 нм. Изображение контактной площадки Шоттки с мезой, полученное на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL JSM6610LV, показано на рисунке 1. Зонная диаграмма диода схематично показана на рисунке 2. Здесь ΔE_C – величина разрыва зоны проводимости, E_{el} – энергия основного уровня размерного квантования для электронов, ΔE_B – высота потенциального барьера для захвата электронов в КЯ, ΔE_t – энергия активации электронов в зону проводимости из КЯ.

Для изучения электрофизических свойств образца использовались методы вольт-фарадных (С-V) характеристик и традиционный DLTS-

метод, основанный на изучении температурной зависимости релаксации емкости изучаемой диодной структуры. Указанные методы реализованы с использованием измерителя емкости Woon-ton 7200.

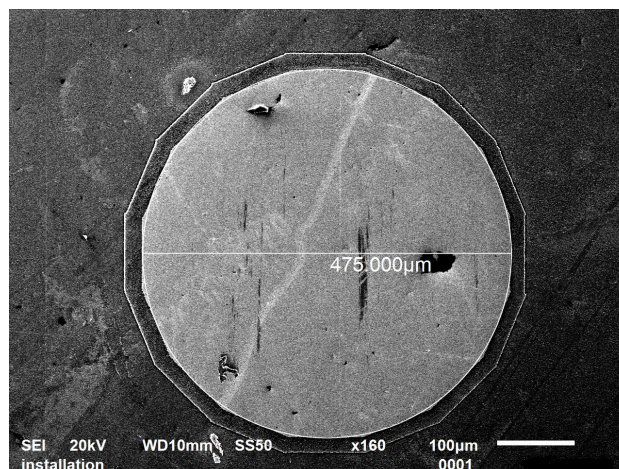


Рисунок 1 – РЭМ-изображение Au контакта Шоттки диаметром 475 мкм, протяженность мезы составляет около 18 мкм

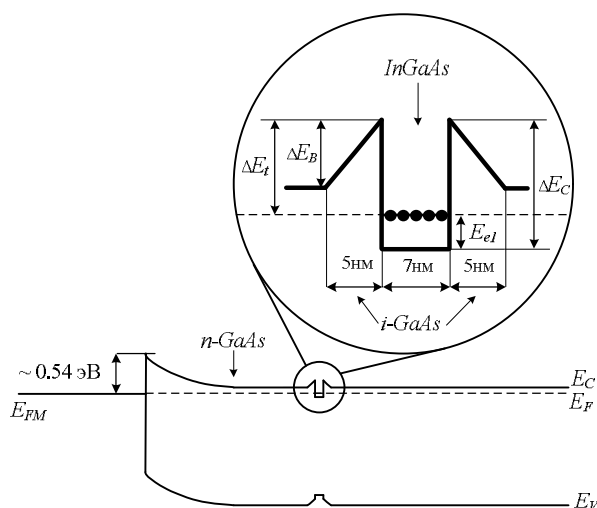


Рисунок 2 – Зонная диаграмма образца

Теоретическая часть. Оценим концентрацию НЗ в квантовой яме и рассмотрим основные соотношения для скорости эмиссии НЗ из КЯ. Поскольку у нас полупроводниковый диод с базой n -типа, то будем рассматривать процесс заполнения или опустошения КЯ электронами. В равновесном состоянии процессы захвата и эмиссии электронов из КЯ уравниваются друг друга. Поток электронов в КЯ определяется концентрацией свободных электронов в барьерных слоях, а поток электронов за счет термической эмиссии из КЯ зависит от концентрации двумерных электронов в яме. Равновесная слоевая концентрация электронов в квантовой яме с энергетическим уровнем размерного квантования E_{en} определяется как [3, 4]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2} \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(- \frac{E_{cW} + E_{en} - E_F}{kT} \right) \right],$$

где E_{cW} – дно зоны проводимости в квантовой яме и E_F – уровень Ферми для электронов (энергии уровней размерного квантования и положение уровня Ферми отсчитываются относительно дна КЯ), m_w^* – эффективная масса электрона в КЯ, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, \hbar – постоянная Планка, n – номер энергетического уровня размерного квантования.

Разрыв зоны проводимости в квантово-размерной структуре определяется как $\Delta E_C = E_{cB} - E_{cW}$, где E_{cB} – дно зоны проводимости в барьерном слое. В предположении, что НЗ подчиняются статистике Больцмана, концентрация электронов в КЯ будет равна [4]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2} \exp \left(- \frac{E_{cW} - E_F}{kT} \right) \sum_n \exp \left(- \frac{E_{en}}{kT} \right).$$

Тогда, если дно КЯ принять за начало отсчета, то при заполнении только основного уровня размерного квантования можно получить выражение для объемной концентрации электронного газа в КЯ [4]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2 L_w} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{e1}}{kT} \right) \right],$$

где L_w – ширина квантовой ямы.

В случае если носители заряда подчиняются статистике Больцмана, объемная концентрация носителей заряда, находящихся на первом (основном) уровне размерного квантования, будет равна [4]:

$$n_w = \frac{m_w^* k T}{\pi \hbar^2 L_w} \exp \left(\frac{E_F - E_{e1}}{kT} \right).$$

В условиях термодинамического равновесия для процессов захвата и эмиссии электронов из КЯ скорость эмиссии электронов определяется как [4]:

$$e_T = \frac{2 \langle v_T \rangle}{f \lambda_T} \exp \left(- \frac{\Delta E_C - E_{e1}}{kT} \right), \quad (1)$$

где $\langle v_T \rangle = (8kT/\pi m_w^*)^{1/2}$ – средняя тепловая скорость электронов в барьерных слоях GaAs, $\lambda_T = (2\pi \hbar^2 / m_w^* k T)^{1/2}$ – термическая длина, f – так называемый фактор заполнения КЯ электронами с учетом вырождения двумерного газа носителей заряда в КЯ, определяемый как [4]:

$$f = \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(- \frac{E_{cW} + E_{en} - E_F}{kT} \right) \right] \exp \left(\frac{E_{e1}}{kT} \right).$$

В случае статистики Больцмана легко полу-

чается: $f = \sum_n \exp \left(\frac{E_{e1} - E_n}{kT} \right)$. Для узких КЯ вы-

полняется условие $E_{e1} \gg kT$ и фактор заполнения КЯ стремится к 1, для широких КЯ эффекты размерного квантования выражены меньше, энергии размерного квантования могут быть соизмеримы с величиной kT , фактор заполнения стремится к величине L_w/λ_T [4]. Для узких КЯ предэкспоненциальный множитель в (1) будет пропорционален T , в отличие от случая ГЦ, когда предэкспоненциальный множитель пропорционален T^2 . В дальнейшем представленные выражения будут использованы для определения энергии активации электронов из КЯ.

Экспериментальная часть. Для выбора режимов измерения DLTS-методом вначале были измерены C-V характеристики образца на частоте 1 МГц. Температура образца изменялась в пределах 33 – 300 К, напряжение обратного смещения изменялось от 0 до 4 В, амплитуда измерительного сигнала составляла 40 мВ. При понижении температуры снижалось напряжение пробоя диода, поэтому обратное смещение не превышало – 4 В.

В результате измерений были получены C-V характеристики, содержащие характерное плато, ширина которого плавно уменьшалась при увеличении температуры. На рисунке 3 представлены две C-V характеристики, измеренные при температурах 300 К (сплошная линия) и 33 К (пунктирная линия).

Ширина плато связана с концентрацией захваченных в КЯ электронов простым известным соотношением: $n_w = C' \Delta U / Se$, где C' – величина электрической емкости на плато, ΔU – ширина плато по оси напряжения, S – площадь контакта Шоттки, e – элементарный заряд.

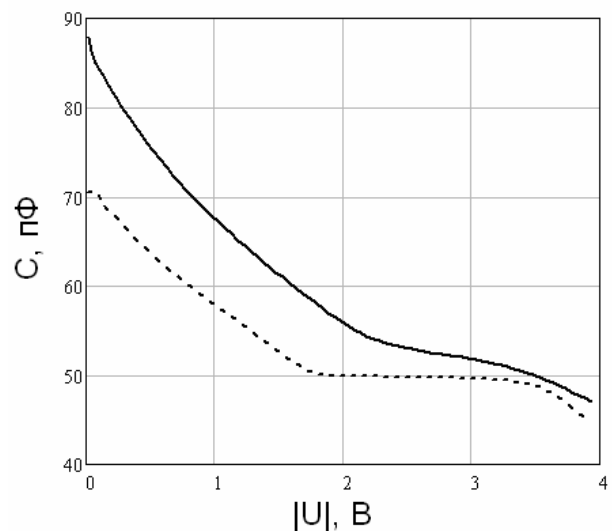


Рисунок 3 – C-V характеристика образца

Горизонтальная “полка” на С-V характеристике типична для структур с КЯ и обусловлена накоплением электронов в КЯ. Ширина полки увеличивалась с понижением температуры, что связано с увеличением накапливаемого в КЯ заряда. Накоплением дырок в КЯ можно пренебречь, поскольку их концентрация существенно меньше концентрации электронов. Приблизненные оценки слоевой концентрации электронов в КЯ по ширине плато показывают, что концентрация изменяется от $1,8 \cdot 10^{11}$ до $3,0 \cdot 10^{11}$ см⁻².

«Кажущийся» профиль распределения концентрации свободных носителей заряда по глубине наноструктуры (рисунок 3) определялся дифференцированием С-V характеристики с использованием соотношения, полученного в приближении обедненного слоя [8]:

$$N(d) = \frac{(C(d)/S)^3}{\epsilon \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial(C(d)/S)}{\partial U}},$$

где C – электрическая емкость, d – расстояние от металлургической границы металл – полупроводник до края области пространственного заряда (ОПЗ) в базе диода или толщина ОПЗ, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Из рассчитанного кажущегося профиля концентрации электронов (рисунок 4) видно, что концентрация электронов в КЯ изменяется при понижении температуры почти на порядок, что несколько отличается от оценок концентрации по ширине плато на С-V характеристике. Это связано с тем, что истинный профиль концентрации необходимо рассчитывать путем самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона, что будет сделано в наших дальнейших работах. При нулевом смещении образца ширина ОПЗ при комнатной температуре составляет около 0,23 мкм. По мере продвижения вглубь базы концентрация электронов несколько уменьшается, что связано с повышением уровня E_C из-за частичного обеднения электронами барьерных слоев вблизи КЯ и наличием нелегированных тонких спейсеров GaAs (рисунок 2). С понижением температуры пик концентрации становится острее и несколько сдвигается вглубь базы. Положение пика соответствует геометрическому положению КЯ в базе.

Пик концентрации соответствует напряжению обратного смещения на диоде около $-2,8$ В при 300 К и $-2,4$ В при 33 К.

Полученные данные далее были использованы для выбора режимов измерений DLTS-спектров.

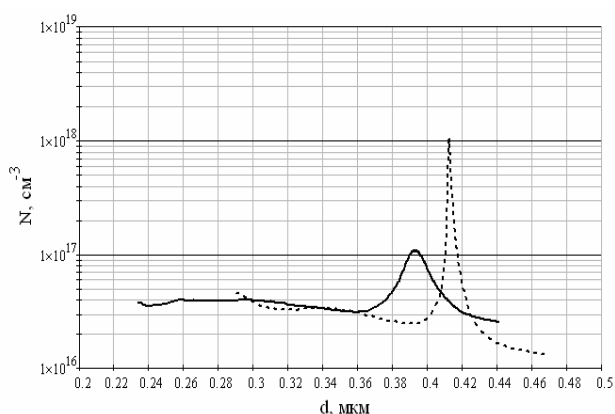


Рисунок 4 – “Кажущийся” профиль распределения концентрации электронов при комнатной температуре (сплошная линия) и при 33 К (пунктирная линия)

На рисунке 5 представлены DLTS-спектры, измеренные при длительности заполняющего импульса 50 мс, амплитуде импульса напряжения заполнения $U_f = 0$ В, амплитуде импульса опустошения $U_R = -4$ В. При $U_R = -4$ В край ОПЗ захватывает слой КЯ и по мере ухода электронов из КЯ сдвигается вглубь базы диода. На спектрах присутствуют интенсивные уширенные пики, имеющие “отрицательный” знак, что характерно для переходного процесса релаксации емкости при перезарядке ловушек неосновных носителей заряда. Переходный процесс установления барьерной емкости указывал на ее постепенное уменьшение с течением времени. Однако в нашем случае, если связывать природу регистрируемых пиков с процессом эмиссии НЗ из КЯ, то речь может идти только об электронах – основных НЗ. Объяснить инверсию знака пиков можно следующим образом. В момент подачи на диодную структуру импульса обратного смещения (опустошения) край ОПЗ достаточно быстро достигает слоя заполненной электронами КЯ, отрицательный заряд КЯ экранирует внешнее электрическое поле. Далее электроны начинают покидать КЯ, по мере этого край ОПЗ начинает сдвигаться вглубь слоя КЯ и базы. При этом толщина ОПЗ растет со временем, что приводит к уменьшению общей емкости диода. Эквивалентную схему образца можно рассматривать в виде двух последовательно включенных емкостей – барьерной емкости диода Шоттки, образованной ОПЗ, состоящей из положительных ионизированных доноров, и емкости КЯ, “заряженной” электронами. По мере “разрядки” КЯ происходит уменьшение соответствующей емкости и общей емкости структуры, что согласуется с резким падением емкости после плато на С-V характеристике (рисунок 3).

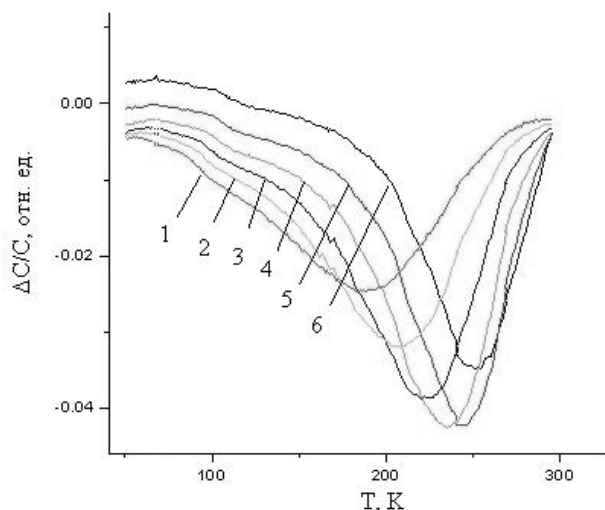


Рисунок 5 – DLTS-спектры;
кривая 1 соответствует постоянной времени
релаксации емкости 14 мс, 2 – 22 мс, 3 – 38 мс,
4 – 70 мс, 5 – 134 мс, 6 – 261 мс

Кроме указанных режимов измерения, DLTS-спектры были измерены в режимах, когда КЯ частично или полностью опустошается. Это достигалось выбором соответствующих величин напряжений U_f и U_R . Режимы выбирались из зависимости концентрации электронов от напряжения, рассчитываемой по C-V характеристикам. В таблице представлены результаты вычисления энергии активации по прямой Аррениуса в координатах e_n/T^2 и e_n/T от обратной температуры при разных режимах заполнения-опустошения.

Уменьшение U_R до значений, при которых край ОПЗ не достигал КЯ, приводило к резкому уменьшению амплитуды пика на спектрах DLTS. Это означает, что пик обусловлен процессами перезарядки электронных уровней в области локализации КЯ.

Режим измерения DLTS-спектров	U_f , В	U_R , В	ΔE_a , мэВ (в координатах $e_n/T^2 - 1/T$)	ΔE_a , мэВ (в координатах $e_n/T - 1/T$)
Полное заполнение КЯ, полное опустошение	0	-4	155±20	173±20
Полное заполнение КЯ, частичное опустошение	-2,3	-3	153±20	174±20
Частичное заполнение КЯ, полное опустошение	-3	-4	93±20	109±20

Оценка величины разрыва зоны проводимости гетероперехода $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ по выражению $\Delta E_C(x) = 0,85 \cdot x - 0,3 \cdot x^2$ [3] для $x = 0,22$ составляет 172 мэВ, расчет энергии основного уровня размерного квантования электрона в КЯ по стандартной процедуре решения одномерного уравнения Шредингера для квантовой ямы конечной глубины дает значение $E_{e1} = 52$ мэВ. Поэтому ожидаемое значение энергии активации электронов с основного уровня энергии в КЯ будет $\Delta E_t = 120$ мэВ. Однако угол наклона прямой Аррениуса, получаемой из DLTS измерений, пропорционален энергии ΔE_a , равной сумме энергии активации НЗ из ловушки ΔE_t и высоты потенциального барьера для захвата НЗ ΔE_B (рисунок 2). КЯ InGaAs окружена спейсерами $i\text{-GaAs}$, создающими туннельно-прозрачные потенциальные барьеры для захвата электронов, кроме этого, заполнение ямы электронами приводит к обеднению прилегающих барьерных слоев электронами, а следовательно, к утолщению потенциальных барьеров, что должно приводить к увеличению регистрируемой энергии активации. Анализ таблицы показывает, что при неполном заполнении КЯ электронами получается меньшее значение энергии активации – 109 мэВ, что очень близко к оценочному значению энергии активации электронов с основного уровня размерного квантования 120 мэВ.

Таким образом, найденное значение ΔE_t вероятнее всего характеризует энергию активации процесса эмиссии электронов из КЯ.

Заключение. Таким образом, в работе рассмотрены особенности исследования процессов эмиссии носителей заряда в диоде Шоттки $\text{Au}/n\text{-GaAs}/\text{InGaAs}/n\text{-GaAs}$ с КЯ методом DLTS. При анализе DLTS-спектров необходимо учитывать геометрию КЯ и режимы заполнения/опустошения КЯ носителями заряда.

Авторы благодарят профессора Ю.Г. Садофьева за приготовление образца. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ с использованием оборудования регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ» в НОЦ неупорядоченных и наноструктурированных материалов и устройств на их основе.

Библиографический список

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. – 1998, Т. 32. № 1. С. 3–16.
2. Lang D.V. Space charge spectroscopy in semiconductors // Thermally Stimulated Relaxation Processes in Solids. – New York, 1979. – P. 93–133.

3. Зубков В.И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. – СПб.: ООО «Техномедиа» / изд-во «Элмор», 2007. – 220 с.

4. Schmalz K., Yassievich I.N., Rucker H., Grimmeis H.G. Characterization of Si/Si_{1-x}Ge_x/Si quantum wells by space-charge spectroscopy // Phys. Rev. B. – 1994. V. 50. – P. 14287–14301.

5. Козловский В.И., Садофьев Ю.Г., Литвинов В.Г. Разрыв зон в структурах с одиночной квантовой ямой Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe, выращенных на GaAs(100) эпитаксией из молекулярных пучков // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 8. – С. 998–1003.

6. Kozlovsky V.I., Sadofyev Yu.G., Litvinov V.G. Deep level transient spectroscopy and cathodoluminescence of Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe QW structures grown on GaAs(100) by MBE // J. Cryst. Growth. – 2000. V. 214/215. – P. 983–987.

7. Kozlovsky V.I., Sannikov D.A., Litvinov V.G. Cathodoluminescence and Current DLTS of MOVPE-Grown ZnCdS/ZnSSe SQW Structures // J. of the Korean Phys. Soc. – 2008. V. 53. – P. 2864–2866.

8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 1: пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

УДК 621.384.82

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

ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ИЗ ПЛОСКИХ ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Рассматривается задача образования двумерных линейных электрических полей в ионно-оптических системах с протяженными вдоль одной оси областями. Метод решения задачи состоит в задании по границам системы дискретно-линейного распределения среднего потенциала. Определены условия применимости метода среднего потенциала для проектирования ионно-оптических систем с линейными электрическими полями. Приведены результаты численного моделирования радиочастотного масс-рефлектрона с плоскими электродами с переменной плотностью дискретных элементов.

Ключевые слова: ионно-оптические системы, радиочастотные линейные поля, плоские дискретные электроды, радиочастотный масс-рефлектрон, метод среднего потенциала.

Введение. Фундаментальные свойства колебаний заряженных частиц в высокочастотных (ВЧ) полях с двух- и трехмерными квадратичными распределениями потенциалов достаточно глубоко изучены и широко используются в динамических масс-анализаторах квадрупольного типа [1 – 3]. К таким свойствам относятся независимость движения заряженных частиц по всем координатам и стабильный или нестабильный характер колебаний в зависимости от отношения массы к заряду частиц m/e . С использованием этих свойств, вытекающих из подобия траекторий движения в квадрупольных ВЧ-полях с одинаковым соотношением координата – скорость, могут осуществляться пространственно-временная фокусировка и времяпролетное масс-разделение немоноэнергетичных ионов.

Для реализации этих идей и создания радиочастотного времяпролетного масс-спектрометра (RF TOF MS) необходима ионно-оптическая система (ИОС) для образования двумерного ли-

нейного электрического поля в рабочей области, размер которой в направлении дрейфа ионов значительно превышает поперечный размер $y_a \gg x_a$. Квадрупольные анализаторы, широко используемые в масс-спектрометрии, не отвечают этим требованиям, так как размеры их рабочих областей по осям X и Y ограничены минимальным расстоянием r_0 электродов от оси системы. Проблема решается с помощью ИОС из плоских электродов с линейно-дискретным распределением потенциала по одной оси. Общие принципы построения ИОС с дискретными электродами рассмотрены в [4]. Для практической реализации важное значение имеют конструкторско-технологические решения дискретных электродов. Возможность применения для образования двумерных линейных электрических полей плоских дискретных электродов различной конфигурации может быть обоснована с использованием понятия среднего потенциала дис-

кретных элементов.

В общем случае потенциал в некоторой точке $M(x, y)$ двумерного пространства, создаваемый множеством из n элементов (шириной Δy_i каждый) дискретной по оси Y поверхности, на основе функции Грина с некоторым приближением можно представить в виде [5]:

$$\varphi(x, y) \cong \sum_{i=1}^n \varphi_i(x, y) \cong \frac{x}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta y_i \varphi_{iS}}{x^2 + (y - y_i)^2}, \quad (1)$$

где $\varphi_i(x, y)$ – потенциал в т. M , создаваемый i -м элементом дискретной поверхности,

$\varphi_{iS} = \frac{1}{\Delta y} \int \varphi_i(y) dy$ – средний потенциал i -го

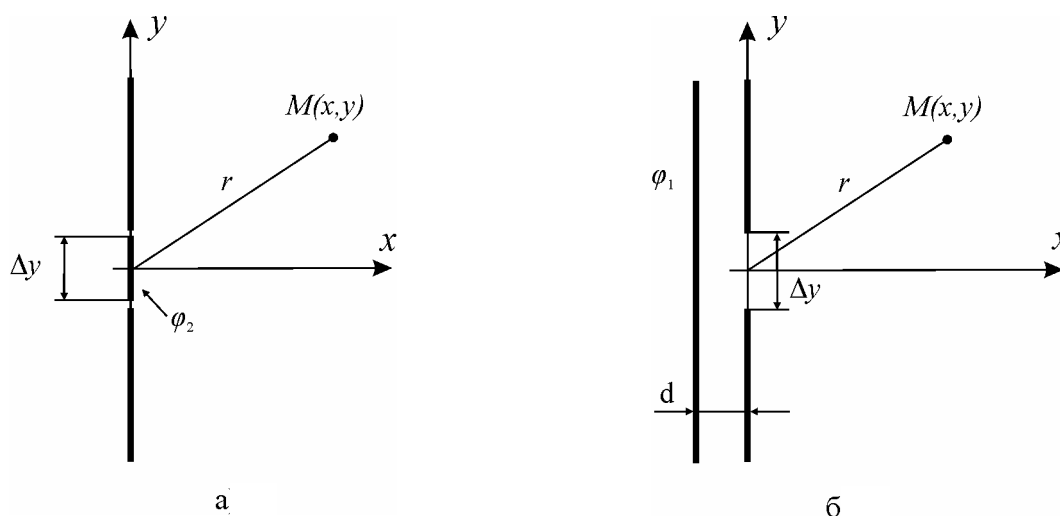


Рисунок 1 – Элементы дискретных плоскостей:
а – полоска в заземленном экране, б – щель перед заряженной плоскостью

Распределение потенциала по координате y в плоскости полоски постоянное $\varphi_{II}(y) = \varphi_2$, а в плоскости щели описывается функцией:

$$\varphi_{III}(y) = \frac{\varphi_1}{2d} \sqrt{\frac{\Delta y^2}{4} - y^2}, \quad -\frac{\Delta y}{2} \leq y \leq \frac{\Delta y}{2}. \quad (2)$$

Равенство полей, создаваемых полоской и щелью в удаленных точках $x \gg \Delta y$ полупространства $x > 0$, достигается при условии:

$$\varphi_2 \cdot \Delta y = \frac{\varphi_1}{2d} \int_{-\frac{\Delta y}{2}}^{\frac{\Delta y}{2}} \sqrt{\frac{\Delta y^2}{4} - y^2} dy. \quad (3)$$

Откуда получаем:

$$\varphi_2 = \frac{16}{\pi} \frac{d}{\Delta y} \varphi_1 = \varphi_0. \quad (4)$$

Тогда распределения потенциалов от полоски и щели будут описываться выражениями:

элемента дискретной поверхности. Точность приближения (1) зависит от 2-х факторов: шага дискретности электродов Δy_i и распределения потенциала в плоскости i -го элемента $\varphi_i(y)$. Влияние дискретности электродов на отклонение распределения потенциала от линейного в ИОС с плоскими многоэлементными электродами исследовано в [6]. Точность выражения (1) при различных распределениях потенциала $\varphi_i(y)$ оценим путем сравнения распределений $\varphi_i(x, y)$ для двух частных случаев дискретных элементов: полоски в заземленном экране и щели перед заряженной плоскостью (рисунок 1).

$$\begin{aligned} \varphi_{II}(x, y) &= \frac{\varphi_0}{\pi} \arctg \left(\frac{x \Delta y}{x^2 + y^2 - (\Delta y/2)^2} \right), \\ \varphi_{III}(x, y) &= \frac{8\varphi_0}{\pi \Delta y} \left(\frac{U \sqrt{(\Delta y/2)^2 - V^2}}{\Delta y} + x \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2} \cdot \left[\sqrt{(y + \Delta y/2)^2 + x^2} + \sqrt{(y - \Delta y/2)^2 + x^2} \right], \\ V &= \frac{1}{2} \cdot \left[\sqrt{(y + \Delta y/2)^2 + x^2} - \sqrt{(y - \Delta y/2)^2 + x^2} \right]. \end{aligned}$$

Двумерные распределения потенциала в полуплоскости $x > 0$, рассчитанные по формулам (5), приведены на рисунке 2. Как показывают результаты расчетов, в дальней зоне $x \gg \Delta y$ наблюдается совпадение электрических полей, создаваемых полоской и щелью с одинаковыми значениями среднего потенциала.

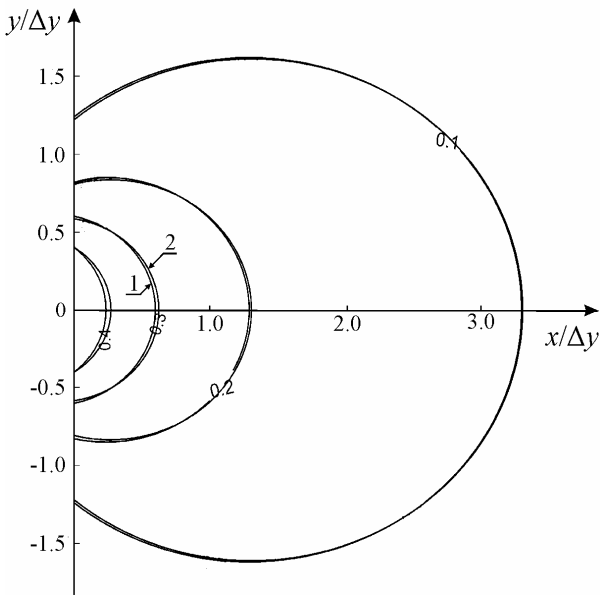


Рисунок 2 – Распределения потенциала в полуплоскости $x > 0$, создаваемые щелью 1 и полоской в заземленном экране 2 с одинаковыми значениями среднего потенциала

Точность совпадения распределений можно оценить по нормированным зависимостям $\Delta\varphi(x, y) / \varphi_0 = |\varphi_{щ}(x, y) - \varphi_{п}(x, y)| / \varphi_0$, приведенным на рисунке 3. В области значений $x, y > \Delta y$ различия нормированных распределений потенциала щели и полоски не превышают величины 10^{-3} , а при $x, y > 2\Delta y$ – уровня 10^{-4} .

Очевидно, что этот результат будет справедлив и для дискретных элементов различных видов при условии равенства их средних потенциалов $\varphi_{ис}$. Это позволяет выбирать геометрию дискретных электродов из соображений оптимизации их конструкторско-технологических характеристик при условии возможности формирования на них дискретно-линейных распределений по одной оси среднего потенциала.

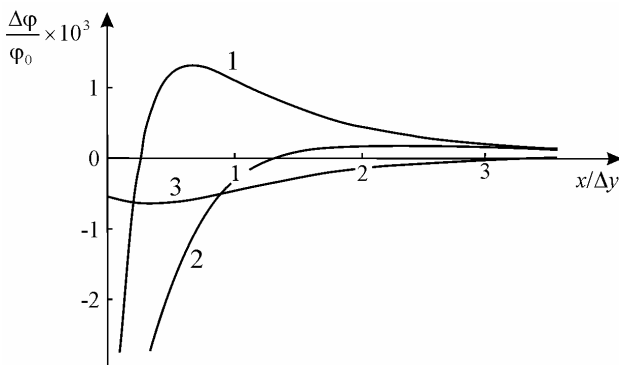


Рисунок 3 – Зависимости относительного отклонения распределений потенциала щели и полоски: 1, 2, 3 – при $y/\Delta y = 0.5, 1, 2$

С точки зрения практической реализации более рациональными являются дискретные электроды из двух видов элементов – потенциальных и заземленных. Идеализированная модель такого электрода из чередующихся заземленных и потенциальных полосок показана на рисунке 4, а. Дискретно-линейное распределение потенциала достигается изменением ширины заземленных $l_{oi} = \Delta y(1 - i/n)$ и потенциальных $l_{\phi i} = \Delta y_i/n$ полосок (рисунок 4, б).

Модель не может быть реализована из-за необходимости промежутка Δl между ее заземленными и потенциальными элементами. Ширина промежутка Δl должна обеспечивать электрическую прочность электрода при амплитудах ВЧ напряжения в несколько киловольт и может быть соизмерима с шагом дискретности Δy .

В качестве реализуемых в [6] исследовались дискретные электроды из сплошных потенциальных и полупрозрачных заземленных поверхностей. Их недостаток [7,8] состоит в том, что полупрозрачные поверхности, расположенные по границам анализатора $x = \pm x_a$, находятся под нулевым потенциалом, что способствует осаждению на них заряженных частиц и образованию диэлектрических пленок. Лучшими с этой точки зрения являются граничные дискретные поверхности, составленные из потенциальных элементов [9].

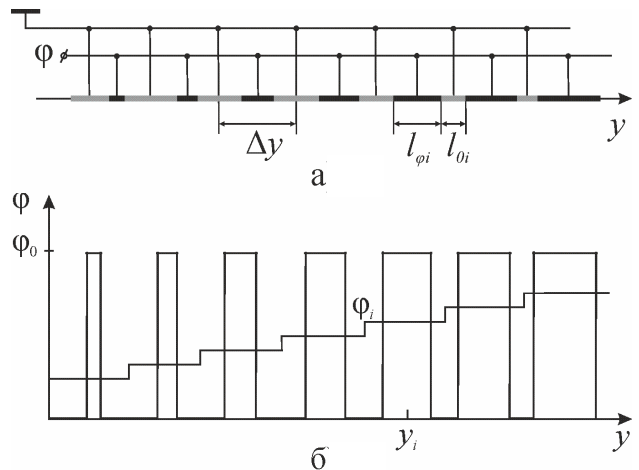


Рисунок 4: а – дискретный электрод из заземленных и потенциальных полосок, б – распределение потенциала по оси y

Рассмотрим дискретный электрод, состоящий из сплошного заземленного уголкового электрода и расположенных над плоскостью $x = 0$ на расстоянии h множества проводящих с потенциалом φ_0 нитей малого диаметра $d \ll h$ (рисунок 5, а). Нужное распределение среднего потенциала $\varphi_s(y_i)$ в плоскости нитей достигается

ется в этом случае изменением шага дискретности Δy_i .

Ввиду сложного характера аналитического описания распределения потенциала в плоскости нитей $\varphi(h, y)$, определяемого суперпозицией распределений потенциала от отдельных нитей (рисунок 5, б), для нахождения функции $y_i(i)$ воспользуемся аналогией с дискретным электродом из заземленных и потенциальных полосок (рисунок 4). Если предположить, что при изменении шага дискретности Δy_i ширина l_φ потенциальных полосок остается постоянной, средний потенциал i -го дискретного элемента вычисляется по формуле:

$$\varphi_{cpi} = \frac{l_\varphi}{\Delta y_i} \cdot \varphi_0. \quad (6)$$

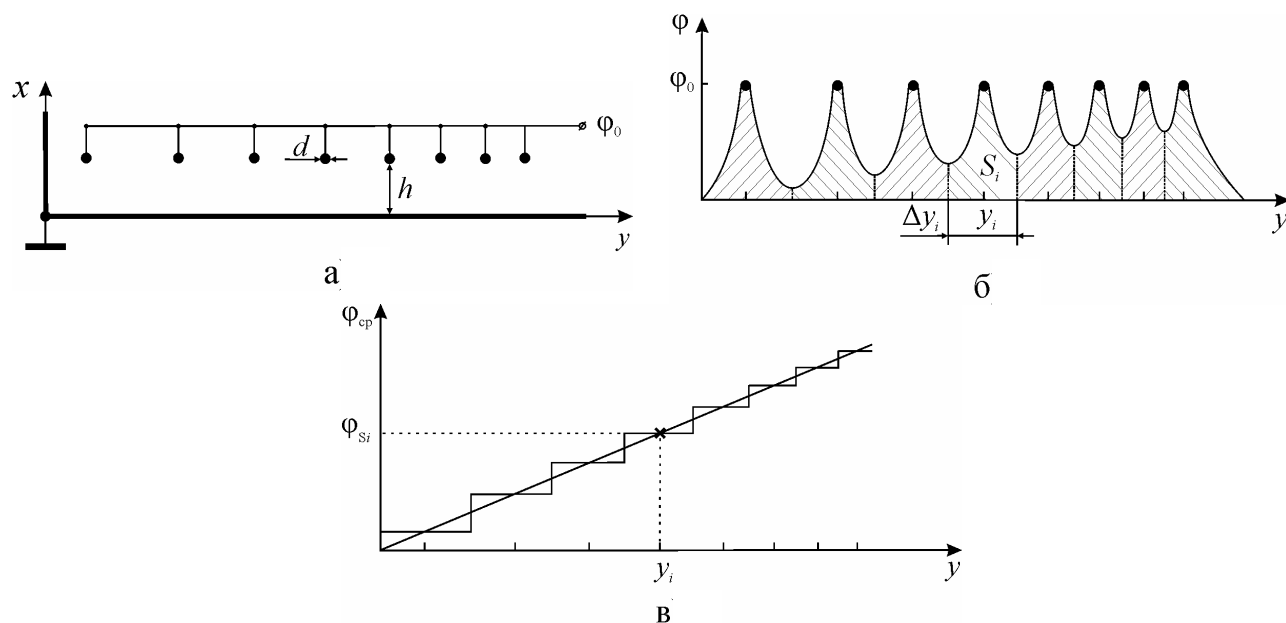


Рисунок 5 – Электродная система с дискретно-линейным распределением среднего потенциала:
 а – схема электродной системы, б – распределение потенциала в плоскости нитей,
 в – распределение среднего потенциала

На рисунке 6 для дискретного электрода с параметрами $y_a = 200$ мм построены зависимости среднего потенциала от координаты y при различных значениях коэффициента b . Линейное распределение среднего потенциала соответствует значению параметра $b = 24.7$, при этом эффективная ширина потенциального элемента $l_\varphi \approx 1.5$ мм.

Ионно-оптическая система [10] для образования двумерного линейного электрического поля на основе дискретных электродов с переменной плотностью потенциальных элементов приведена на рисунке 7.

С учетом $\varphi_{cpi} / y_i = \varphi_0 / y_a$, где y_a – размер электрода по оси Y , выражение (6) преобразуется к виду:

$$\Delta y_i \cdot y_i = l_0 \cdot y_a. \quad (7)$$

Из (7) получаем функцию распределения координат дискретных элементов:

$$y_i = b\sqrt{i}, \quad (8)$$

где коэффициент $b = \sqrt{2l_\varphi \cdot y_a}$. Для случаев распределений потенциала $\varphi_i(y)$ дискретных элементов, отличных от прямоугольного, величину l_φ можно рассматривать как эффективную ширину потенциального элемента. Для дискретного электрода из заземленного экрана и потенциальных нитей (рисунок 5, а) величина l_φ определялась по результатам численного моделирования.

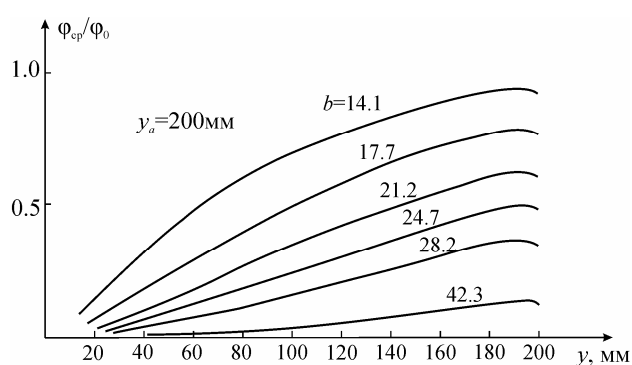


Рисунок 6 – Распределение среднего потенциала в плоскости нитей электродной системы с переменной плотностью потенциальных элементов

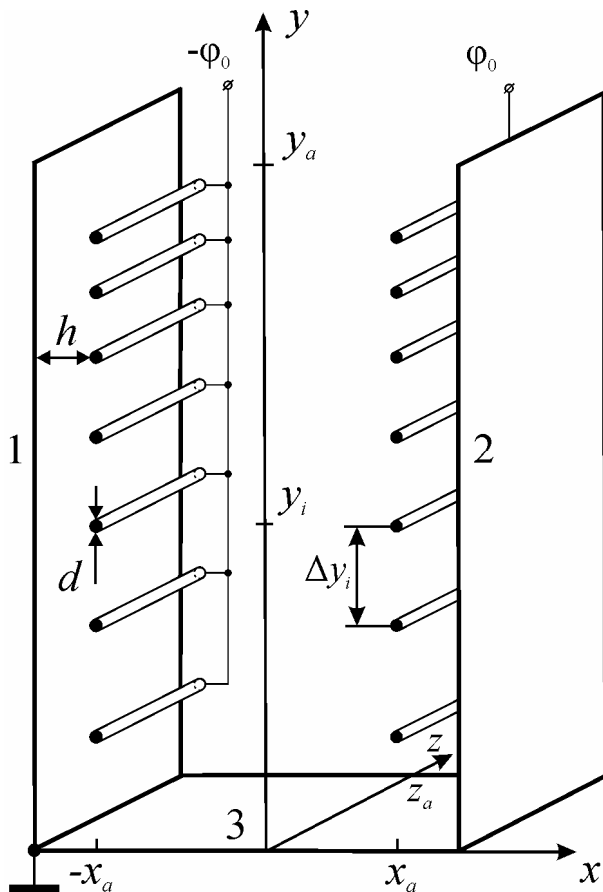


Рисунок 7 – Ионно-оптическая система с плоскими дискретными электродами с переменной плотностью дискретных элементов: 1, 2 – плоские дискретные электроды, 3 – плоский заземленный электрод

При условии $z_a \gg x_a$ краевыми эффектами можно пренебречь и задачу моделирования электрических полей рассматривать как двумерную. Для ИОС с параметрами $x_a = 12$ мм, $y_a = 200$ мм, $b = 24.7$, $n = 65$ численными методами построено распределение потенциала $\varphi_p(x, y)$ в рабочей области $|x| < x_a$, $0 \leq y \leq y_a$ и получена оценка δ_φ его отклонения от идеального линейного распределения:

$$\delta_\varphi = \frac{|\varphi_{ид}(x, y) - \varphi_{расч}(x, y)|}{\varphi_{ид}(x, y)}, \quad (9)$$

где $\varphi_{ид}(x, y) = 2\varphi_0 xy / r_0^2$, $r_0^2 = \sqrt{2x_a y_a}$. Зависимости δ_φ от координаты y в двух сечениях ИОС $x = 4, 8$ мм представлены на рисунке 8.

В рабочей области $30 < y < 150$ мм относительное отклонение потенциала не превышает величины $\delta_\varphi < 3 \cdot 10^{-4}$, что соответствует разрешающей способности радиочастотного масс-рефлектрона $R = 10^4$. В области $y > 150$ мм отклонения поля от идеального возрастают из-за ограниченности размера системы по оси Y , а в

области малых значений $y < 40$ мм ухудшение линейности связано с увеличением шага дискретности электродов. Оценки показывают, что оптимизацией геометрических параметров ИОС точность поля в рабочей области $y < y_a - 2x_a$ может быть повышена в 2–3 раза.

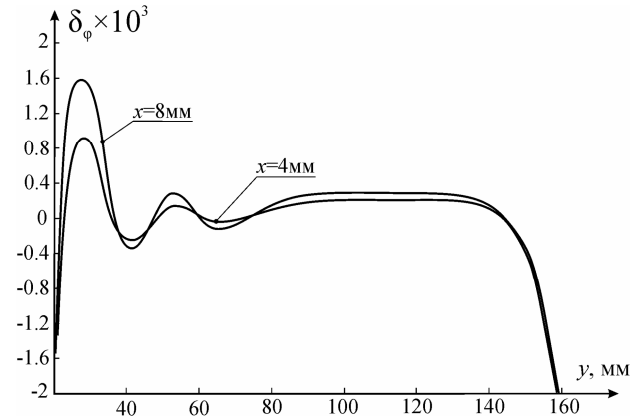


Рисунок 8 – Зависимости относительного отклонения распределения потенциала от линейного в ИОС с дискретными электродами с переменной плотностью потенциальных элементов

Заключение. Ионно-оптические системы с плоскими дискретными электродами являются эффективным средством образования двумерных линейных электрических полей в протяженных вдоль одной оси рабочих областях. В основу расчета и моделирования ИОС с такими электродами положено понятие среднего потенциала дискретного элемента. Эквивалентность дискретных элементов с одинаковым значением среднего потенциала для образования электрических полей в дальней зоне позволяет создавать дискретные электроды с различной геометрией. Для практической реализации оптимальными являются дискретные электроды из множества эквипотенциальных элементов. По результатам численного моделирования достижимое отклонение поля от линейного в таких системах составляет $\delta_\varphi = 4 \cdot 10^{-4}$, что соответствует разрешающей способности радиочастотного масс-рефлектрона $R = 10^4$.

Библиографический список

1. Dawson, P.H. (ed.) Quadrupole Mass Spectrometry and its Applications // Elsevier, Amsterdam, 1976. – 348 p.
2. Дубков М.В., Иванов В.В. Система ввода и вывода ионов в гиперболических масс-спектрометрах на основе квадрупольных ячеек с продольным электрическим полем // Вестник РГРТУ. 2012. – № 3(41). – С. 104–107.
3. Дьячков П.Н., Гололобов Г.П., Батуркина Е.Ю., Бочков И.А. Электронная структура угле-

родных нанотрубок с точечной примесью // Вестник РГРТУ. 2012. – № 1(39), Часть 2. – С. 92–97.

4. 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.

5. Миролюбов Н.Н. и др. Методы расчета электрических полей. – М.: Высшая школа, 1963. – 416 с.

6. Мамонтов Е.В., Дягилев А.А., Грачев Е.Ю. Образование двумерных линейных электрических полей системами плоских дискретных эквипотенциальных электродов // Вестник РГРТУ. 2010. – № 2(32). – С. 84–88.

7. Мамонтов Е.В., Гуров В.С., Дягилев А.А., Грачев Е.Ю. Радиочастотный масс-рефлектор для вре-

мяпролетного разделения ионов // Прикладная физика. 2011. – № 6. – С. 127–132.

8. Гуров В.С., Мамонтов Е.В., Дубков М.В., Дягилев А.А. Радиочастотные ионно-оптические системы для фокусировки и времяпролетного масс-разделения заряженных частиц // Радиотехника. 2012. – № 3. – С. 75–80.

9. Мамонтов Е.В., Кирюшин Д.В. Пространственно-временная фокусировка заряженных частиц в радиочастотных линейных электрических полях // ЖТФ. 2012. – т.82. – вып. 9. – С. 63–68.

10. Mamontov E.V., Gurov V.S., Dyagilev A.A., Grachev E.Yu. Time-of-Flight Mass Separation of Ions in Planar Linear Radiofrequency Electric Fields // Journal of Analytical Chemistry. 2012. – Vol. 67, № 13. – P. 15–20.

УДК 537.523

**А.Н. Власов, С.В. Жимолоскин, А.Б. Маношкин,
А.В. Николаев, В.В. Панин, С.С. Поташевский**

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИНДУКТИВНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ «ИНГИР-МЕГА-15»

Проведены теоретические оценки прочности конструкции индуктивных накопителей энергии для экспериментальной установки «ИНГИР-Мега-15», используемой для формирования импульсного индукционного разряда, даны примеры практических расчётов. Приведены экспериментальные результаты, в которых учтены выработанные рекомендации, и на основе использования электрически взрывающегося индуктивного накопителя энергии размером 2 см получен плазмод со временем жизни 1,6 с.

Ключевые слова: экспериментальная установка «ИНГИР-Мега-15», индуктивные накопители энергии, магнитные силы, электрический взрыв металла, долгоживущий плазмод.

Введение. При формировании мощных импульсов тока, используемых для ввода энергии в различного рода нагрузки, весьма эффективным оказывается метод на основе индуктивного накопителя энергии, в цепи которого установлен размыкатель тока [1]. Для ввода энергии в плазму при таком методе может быть использован индукционный разряд с плотной плазмой внутри индуктивного накопителя энергии [2]. Такая технология представляет интерес в связи с тем, что в этом случае в плазме может быть сформирован тороидальный токовый слой с ультрарелятивистскими электронами [3], который в перспективе может быть использован для осуществления управляемого термоядерного синтеза [4]. В качестве промежуточного этапа в этом направлении служат исследования возможности получения долгоживущих плазмоидов [5], поскольку при достижении времени их жизни ве-

личины, превышающей 3 секунды, можно с большой долей уверенности говорить о физической реализуемости тороидального токового слоя [3].

Плазмод представляет собой плазменный сгусток, в котором существенную роль играют магнитные силы [6]. Одним из методов получения таких плазмоидов является электрический взрыв проволочных спиралей, свёрнутых в тор [7]. Такие спирали фактически представляют собой электрически взрывающийся индуктивный накопитель энергии, который одновременно выполняет функцию прерывателя тока, при этом время жизни получаемых плазмоидов существенно зависит от объёма и величины индукции создаваемого магнитного поля. В работе [7] использовалась установка с мощностью в импульсе первичного тока на уровне 1 МВт, что позволяло получать плазмоиды со временем жизни не

более 0,5 секунды.

Для получения плазмоидов с более длительным временем жизни планируется использовать экспериментальную установку «ИНГИР-Мега-15», с мощностью импульса первичного тока на уровне 15 МВт [8]. Как будет показано далее, в этом случае удалось получить плазмоид с временем жизни 1,6 секунды. Однако в процессе работы над усовершенствованием установки «ИНГИР-Мега-15» выявились проблемы, затрудняющие достижение заданных параметров в части достижения заданной величины индукции магнитного поля (13 Тл) и обеспечения необходимого уровня энергии, вводимой в плазму при использовании взрывающихся спиралей. Дело в том, что при максимальной индукции 13 Тл магнитное давление составляет примерно 70 МПа (700 атмосфер), а это уже сопоставимо по порядку величины с пределом прочности металлов на разрыв [9], используемых в индуктивных накопителях энергии. Следует также иметь в виду, что при нагревании металл теряет прочность, что следует учитывать при конструировании электрически взрывающихся индуктивных накопителей.

Цель работы – провести оценку магнитных сил и запасов прочности для различных конструкций индуктивных накопителей энергии в создаваемой установке «ИНГИР-Мега-15» и проверить это в экспериментах с электрически взрывающимися накопителями.

Теоретическая часть. В установке «ИНГИР-Мега-15» используются индуктивные накопители энергии, имеющие как цилиндрическую, так и тороидальную форму. В общем случае индукция магнитного поля внутри тонкого кольца с полоидальным током [6] определяется формулой:

$$B = B_0 \frac{R}{R + a \sin \varphi} \approx B_0 \left(1 - \frac{a}{R} \sin \varphi \right), \quad (1)$$

где B_0 – индукция магнитного поля на оси большого радиуса тора R , a – малый радиус тора (принимается $a \ll R$), φ – произвольный угол, рисунок 1 (линии магнитной индукции направлены перпендикулярно к плоскости чертежа внутри окружности с радиусом a).

Индукция B_0 задаётся соотношением:

$$B_0 = \mu_0 NI / (2\pi R), \quad (2)$$

где I – ток, N – число витков катушки индуктивного накопителя энергии, μ_0 – магнитная постоянная.

Магнитное давление p_m внутри индуктивного накопителя с учётом (1) составляет:

$$p_m = B_0^2 \left(1 - \frac{2a}{R} \sin \varphi \right) (2\mu_0)^{-1}. \quad (3)$$

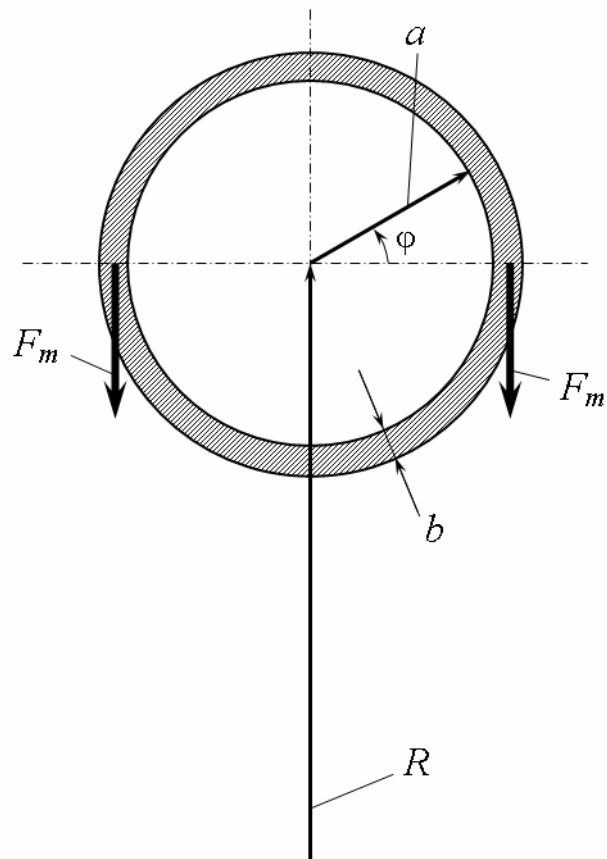


Рисунок 1 – Модель для оценки растягивающих сил F_m , действующих на токопроводящий виток толщиной b

Следует отметить, что приведенные выше формулы не учитывают искажений формы магнитного поля вблизи токопроводящих витков, поэтому получаемые далее соотношения носят в основном приближенный характер. Однако, тем не менее, они служат хорошим ориентиром для совершенствования конструкции и улучшения характеристик разрабатываемой установки.

Индуктивный накопитель с цилиндрической формой. Для применения вышеприведенных формул в этом случае нужно положить $a/R = 0$, тогда магнитное давление не зависит от угла φ .

Рассмотрим цилиндр в виде токопроводящего витка прямоугольного сечения $b \cdot h$, где b – толщина витка (в плоскости рисунка 1), а h – ширина этого витка (в плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка 1). Тогда проекция на вертикальную ось элементарной силы магнитного давления dF_m , действующая на малую площадку $had\varphi$, равна

$$dF_m = p_m ha \cos \varphi d\varphi. \quad (4)$$

В этом случае проекция суммарных сил магнитного давления на вертикальную ось (магнитная сила F_m), растягивающая токопроводящий виток, с учётом (3) и (4) равна

$$F_m = \int_0^{\pi/2} p_m ha \cos \varphi d\varphi = B_0^2 ha / (2\mu_0). \quad (5)$$

Эту силу уравнивает упругая сила F_r материала проводника (не показана на рисунке 1):

$$F_r = \sigma h b k, \quad (6)$$

где σ – давление растяжения токопроводящего проводника, k – поправочный коэффициент, учитывающий форму токопроводящего проводника (для прямоугольного сечения $k=1$, для круглого сечения $k=\pi/4 \approx 0,785$)

В состоянии равновесия, имеющем место в рассматриваемом случае, $F_m = F_r$, и тогда из (5) и (6) следует

$$\sigma = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{a}{bk}. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволяет рассчитать растягивающие силы в токопроводящем витке для цилиндрического индуктивного накопителя, а также и для малых составных частей (отдельных витков) тороидального накопителя.

Тороидальный индуктивный накопитель энергии. В этом случае наряду с соотношением (7) необходимо учитывать зависимость магнитного давления от угла φ (3). Нетрудно видеть, что магнитное давление возрастает в направлении к главной оси тора и тем самым создаёт дополнительную силу F_{ior} , затягивающую токопроводящий виток к центру тора. Величину этой силы можно оценить по формуле:

$$F_{ior} = 2(F_{m+} - F_{m-}), \quad (8)$$

где F_{m+} – силы, направленные к центру тора, F_{m-} – силы, направленные в противоположную сторону. С учётом (2), (4) и (5) эти силы в приближении слабо искаженной формы магнитного поля можно определить на основе формул:

$$F_{m+} = \frac{B_0^2 ha}{2\mu_0} \int_{-\pi/2}^0 \left(1 - \frac{2a}{R} \sin \varphi\right) \cos \varphi d\varphi, \quad (9)$$

$$F_{m-} = \frac{B_0^2 ha}{2\mu_0} \int_0^{\pi/2} \left(1 - \frac{2a}{R} \sin \varphi\right) \cos \varphi d\varphi. \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (8), после интегрирования получаем:

$$F_{ior} = \frac{B_0^2 ha^2}{\mu_0 R}. \quad (11)$$

Из соотношения (11) следует важный вывод: токопроводящие витки тороидального накопите-

ля энергии должны иметь силовые опорные элементы для предотвращения сдвига этих витков к центру тора.

Электрически взрывающийся тороидальный накопитель. Этот накопитель конструктивно представляет собой электрически взрывающиеся проволочные спирали, расположенные так, чтобы в совокупности они создавали тороидальное магнитное поле [2], [7]. В этом случае существенным индикаторным параметром является амплитуда тока I при известном числе витков спиралей N , так как именно произведение IN определяет ожидаемое время жизни формируемых плазмоидов [5].

Подставим (2) в (7) и примем согласно рекомендациям [5] $a = R/3$. После преобразований получим:

$$\sigma = \frac{\mu_0 (IN)^2}{24\pi^2 R b k}. \quad (12)$$

Соотношение (12) показывает, что в электрически взрывающемся индуктивном накопителе с увеличением размера R давление растяжения σ токопроводящего витка уменьшается. Это при фиксированных других параметрах позволяет увеличивать произведение IN (что крайне желательно). В соответствии с формулой, выводимой из (12), имеем:

$$IN = 2\pi \sqrt{6R b k \sigma_{lim} / \mu_0}, \quad (13)$$

где σ_{lim} предельное давление на разрыв металла, используемого в качестве токопроводящего витка.

Соотношение (13) позволяет оценить максимально возможное ожидаемое время жизни плазмоида τ_{max} , которое потенциально можно получить в экспериментах с электровзрывами спиралей. Ранее в [5] была получена формула для оценки ожидаемого времени жизни плазмоидов, которая для принятых в данной работе обозначений имеет вид $\tau_{max} = A \cdot (IN - H_0 D)^3$, где $A = 1,3 \cdot 10^{-16} \text{ с/А}^3$, $H_0 = 9,4 \cdot 10^5 \text{ А/м}$ – размерные коэффициенты, $D = 2(R + a)$ – размер кольца. Для малоразмерных колец $D < 0,07 \text{ м}$ при грубых прикидочных оценках вторым слагаемым в скобках можно пренебречь, и в нашем случае величину τ_{max} можно оценивать по приближенной формуле:

$$\tau_{max} \approx A (IN)^3. \quad (14)$$

Подставляя (13) в (14), получаем:

$$\tau_{max} = G (R b k \sigma_{lim})^{3/2}, \quad (15)$$

где $G = 8\pi^3 A (6/\mu_0)^{3/2} \approx 3,36 \cdot 10^{-4} \text{ с/Н}^{3/2}$ – новый размерный коэффициент.

Наконец, если задаваемым индикатором служит ожидаемое время жизни плазмоида τ_{\max} , то минимальный размер R_{\min} большого радиуса тора можно найти с помощью формулы, выводимой из (15):

$$R_{\min} = (\tau_{\max}/G)^{2/3} / (bk\sigma_{\lim}). \quad (16)$$

Приведём далее конкретные примеры некоторых расчётов.

Выбор сечения провода для цилиндрического накопителя энергии. Здесь основным расчётным конструктивным параметром служит толщина токопроводящего витка (предполагается, что бандаж не используется). Для этого формулу (7) приведём к виду:

$$b_{\min} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{a}{k\sigma_{\max}}, \quad (17)$$

где b_{\min} – минимальный поперечный размер провода, σ_{\max} – максимально допустимое значение давления растяжения металла проводника.

Воспользуемся данными работы [1]: $B_0 = 13$ Тл, $a = 0,017$ м. В соответствии с [2, с. 48] примем $\sigma_{\max} = 200$ МПа (минимальное значение для меди). Для круглого сечения провода токопроводящего витка в этом случае минимальный диаметр согласно (17) должен составлять не менее 7 мм:

$$b_{\min 1} = \frac{13^2}{2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}} \cdot \frac{0,017}{0,785 \cdot 200 \cdot 10^6} \approx 0,007 \text{ м.}$$

Если использовать плоский проводник ($k=1$), то согласно (17) его минимальная толщина $b_{\min 2}$ составит

$$b_{\min 2} \approx 5,5 \text{ мм,}$$

ширина витка h при этом роли не играет.

Как видим, для изготовления индуктивных накопителей энергии предпочтительнее использовать проводники с плоским сечением. Это тем более актуально в связи с поверхностным эффектом в проводах большого диаметра (~7 мм), препятствующим развитию достаточно острых фронтов импульса первичного тока I . Плоские проводники при этом могут быть выполнены с достаточно малой шириной h , что снимет вопросы с фронтами импульса первичного тока.

Расчёт прижимающей силы токопроводящего витка тороидального накопителя. Воспользуемся рекомендованным в [5] соотношением $R = 3a$, тогда формула (12) приводится к виду:

$$F_{\text{тор1}} = \frac{B_0^2 ha}{3\mu_0}. \quad (18)$$

Примем $a = 0,017$ м, $h = 0,001$ м. Подстановка этих параметров в (18) даёт $F_{\text{тор1}} \approx 760$ Н. Из этого следует, что в тороидальных накопителях необходимо устанавливать *опорные элементы*, препятствующие смещению токопроводящих витков к центру тора, при этом следует использовать достаточно прочный материал и максимально возможную опорную поверхность.

Расчёт параметров электрически взрываемого тороидального накопителя. Ограничимся оценкой потенциально достижимого времени жизни плазмоида в экспериментах со спиралями [5]. При этом в качестве гипотезы выберем $\sigma_{\lim} = 1 \cdot 10^8$ Па, учитывая сильный разогрев медных спиралей и потерю их прочности перед взрывом от 2-х до 4-х раз по отношению к прочности при комнатной температуре [2, с. 48].

Если в качестве заданного индикатора использовать ожидаемое время жизни плазмоида, равное 3 с, то есть $\tau_{\max(3)} = 3$ с, то при $b = 0,0005$ м, $k = 0,785$, имеем согласно (16):

$$R_{\min(3)} = 0,011 \text{ м.}$$

Размер тора при этом должен составлять

$$D_{(3)} = 2(R + R/3) \approx 0,03 \text{ м}$$

(напомним, что в работе [5] этот размер составлял 0,02 м).

Рассмотрим также индикатор $\tau_{\max(10)} = 10$ с. Согласно (16) для в этого случая имеем

$$R_{\min(10)} = 0,0245 \text{ м.}$$

Размер тора при этом составляет

$$D_{(10)} \approx 0,065 \text{ м.}$$

Полученные размеры торов $D_{(3)}$ и $D_{(10)}$ являются исходными параметрами для предстоящего проектирования конструкций электрически взрывающихся тороидальных накопителей энергии с ожидаемым временем жизни плазмоидов 3 и 10 секунд соответственно. Необходимо отметить, что энергетика электровзрывных экспериментов растёт пропорционально кубу размеров и поэтому размеры целесообразно повышать постепенно, учитывая при этом накапливающиеся опытные данные.

Экспериментальная часть. Индукционный разряд, который предположительно сопровождается электрическим взрывом проволочных спиралей, свёрнутых в тор, исследовался по методике, ранее описанной в [8]. Суть этой методики заключается в том, что электрически взрывающаяся спираль фактически представляет собой электрически взрываемый индуктивный накопитель энергии, выполняющий одновременно функцию размыкателя тока при электрическом взрыве прово-

дующего материала спирали. Параметры спиралей были такие же, как в работе [5]: $N = 16$ витков, $R = 7,5$ мм, $a = 2,5$ мм, $D = 2(R + a) \approx 0,02$ м. При этом были учтены изложенные выше рекомендации данной работы, и было установлено упорное диэлектрическое кольцо, препятствующее смещению токопроводящих витков к центру тора, рисунок 2.

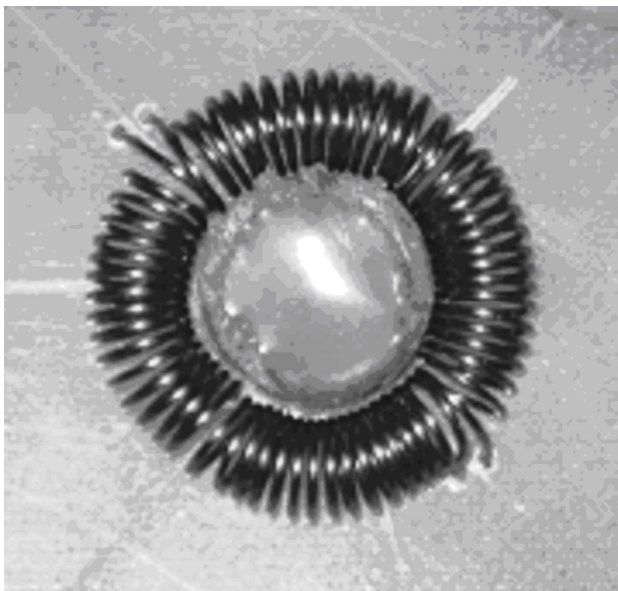


Рисунок 2 – Электрически взрываемый индуктивный накопитель энергии, выполненный в виде четырёх проволочных спиралей, свёрнутых в тор. В центре тора установлено упорное диэлектрическое кольцо, препятствующее смещению токопроводящих витков к центру тора

Используемая электрическая схема была такой же, как в работе [8], и содержала заряжаемую до напряжения 450 В конденсаторную батарею емкостью 0,25 Ф, которая через быстродействующие мощные тиристоры разряжалась на электрически взрываемый индуктивный накопитель энергии, показанный на рисунке 2. Видеозапись эксперимента проводилась с помощью видеокамеры с частотой 30 кадров в секунду. Всего было зарегистрировано 48 кадров с присутствием светящегося образования. Это соответствует экспериментально наблюдаемому времени жизни плазмоида 1,6 с. Выборочные кадры видеозаписи приведены на рисунке 3.

Интересно отметить, что подстановка в формулу (15) параметров $R = 0,0075$ м, $b = 0,0005$ м, $k = 0,785$, $\sigma_{lim} = 1 \cdot 10^8$ Па даёт результат $\tau_{max} \approx 1,7$ с. Такое хорошее совпадение теоретических оценок с результатами эксперимента свидетельствует о приемлемости использованной теоретической модели и правильности выбора принятого значения σ_{lim} .

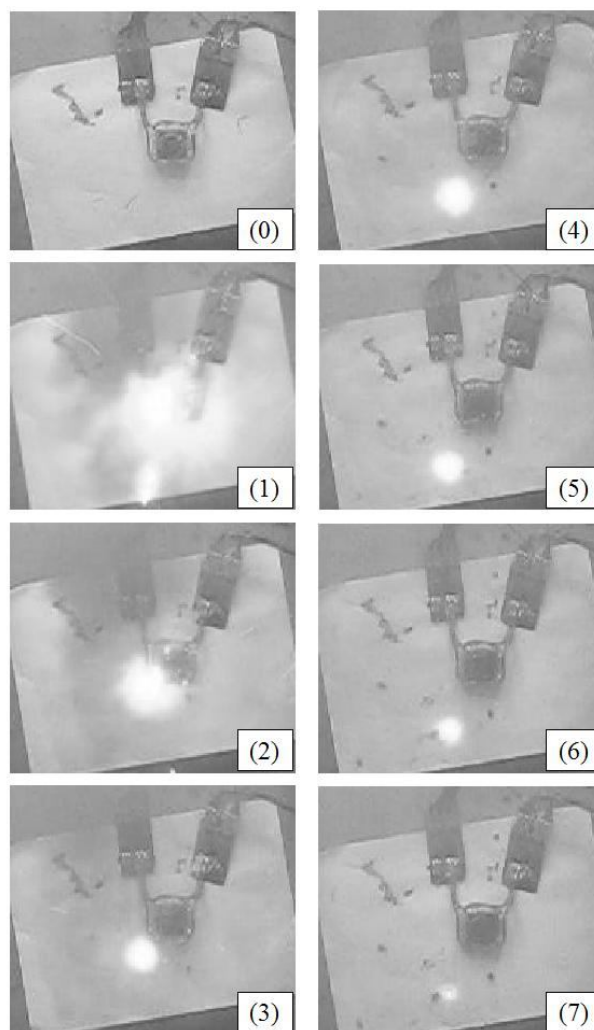


Рисунок 3 – Выборочные кадры видеосъёмки процесса электровзрыва:

- (0) – кадр перед взрывом,
 (1) – 1-й кадр после взрыва (0,033 с),
 (2) – 3-й кадр (0,1 с), (3) – 5-й кадр (0,17 с),
 (4) – 10-й кадр (0,33 с), (5) – 20-й кадр (0,67 с),
 (6) – 40-й кадр (1,33 с), (7) – 48-й кадр (1,6 с)

Заключение. Таким образом, как показали проведенные теоретические оценки, при планировании экспериментов по формированию и изучению индукционных разрядов следует уделять серьёзное внимание вопросам прочности конструкций индуктивных накопителей энергии. Особо следует отметить обоснованную в данной работе необходимость использования упорных элементов в тороидальных накопителях энергии, препятствующих смещению токопроводящих витков к центру тора.

Необходимо отметить, что хорошее совпадение численных значений теоретической оценки и приведенного экспериментального результата в данной работе является довольно редким случаем. Воспроизведение и повторяемость результатов пока относительно низка (менее 5%). Одной из причин этого являлась, по-видимому,

недооценка роли магнитных сил, действующих в индуктивных накопителях, и этот пробел в значительной степени исправлен в данной работе.

На основе анализа полученных результатов следует обратить внимание на преимущества использования плоских проводников в электрически взрывааемых индуктивных накопителях энергии, поскольку в этом случае $k=1$ в отличие от $k=0,785$ для круглых проводников. При этом ожидаемое время жизни плазмOIDов растет пропорционально $\sim k^{3/2}$ согласно формуле (15) при прочих равных условиях. Представляется перспективным использовать плоские проводники для изготовления плоских спиралей (спиралей Архимеда). До настоящего времени использовались круглые проводники и обычные (цилиндрические) спирали, как, например, показано на рисунке 2.

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, госконтракт № 14.518.11.7002 от 19 июля 2012 г.

Библиографический список

1. *Верещагин Н.М., Фокин Р.В.* Тиратрон ТГИ1-270/12 как размыкатель тока для индуктивного накопителя энергии // Вестник РГРТА. Вып.13. – Рязань. – 2003. – С. 69–71.
2. *Власов А.Н.* Мощный импульсный индукционный разряд с плотной плазмой внутри индуктивного накопителя энергии // Вестник РГРТУ. Вып.21. – Рязань. – 2007. – С. 73–81.
3. *Власов А.Н.* О возможности формирования тороидального токового слоя при искровом разряде // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 97. – С. 468–475.
4. *Власов А.Н.* Тороидальный токовый слой, подерживаемый в равновесии давлением наружного газа, и внутренняя инжекция быстрых ионов // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012. – С. 43.
5. *Власов А.Н.* Индукционный разряд для получения долгоживущих плазмOIDов // Вестник РГРТУ. № 1 (выпуск 39). Часть 2. – Рязань. – 2012 – С. 108–121.
6. *Шафранов В.Д.* О равновесных магнитогидродинамических конфигурациях // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 33. – С. 710–722.
7. *Колотилин Б.И., Колесников С.А.* Расчёт параметров установки для получения плазмOIDов при электровзрывах свёрнутых в тор проволочных спиралей // Вестник РГРТУ. Вып.21. – Рязань. – 2007. – С. 65–68.
8. *Власов А.Н., Дубков М.В., Буробин М.А., Жимолоскин С.В., Маношкин А.Б.* Экспериментальная установка «ИНГИР-МЕГА-15» для получения и исследований индукционного разряда // Вестник РГРТУ. № 1 (выпуск 43). – Рязань. – 2013 – С. 90–94.
9. *Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.