

Повышение пространственного разрешения при измерении поверхностного заряда методом емкостных зондов

И. В. Селивонин и И. А. Моралев

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

E-mail: inock691@ya.ru

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2022 г.

Аннотация. В работе предложена численная методика повышения пространственного разрешения при измерении плотности поверхностного заряда методом емкостных зондов, заключающаяся в решении обратной задачи электростатики для плоского распределения заряда. Показано, что подобный подход позволяет улучшить разрешение метода, когда характерные размеры неоднородности заряда меньше толщины диэлектрика. Методика применена для исследования распределения амплитуды заряда, переносимого на поверхность барьера в поверхностном барьерном разряде.
<https://doi.org/10.33849/2022213>

1. ВВЕДЕНИЕ

При развитии электрических разрядов в электродных конфигурациях, содержащих диэлектрические элементы, происходит зарядка диэлектрических поверхностей. Плотность поверхностного заряда и вид ее распределения является фактором, определяющим развитие разряда в таких конфигурациях. Количественные методы измерения заряда диэлектрика являются косвенными, и для обеспечения высокого разрешения требуют решения обратной задачи электростатики. В данной работе описывается такая методика применительно к плоским конфигурациям, характерным для поверхностного барьерного разряда (БР).

Барьерным называют импульсный или импульсно-периодический слаботочный разряд в конфигурациях, где электроды разделены диэлектриком [1]. Питается система, как правило, переменным напряжением 0.1–100 кВ синусоидальной либо прямоугольной формы с частотой от сотен Гц до нескольких МГц.

При атмосферном давлении барьерный разряд реализуется в виде отдельных токопроводящих каналов, которые называют микроразрядами (МР) [2]. Развитие микроразряда происходит в электрическом поле в промежутке, ограниченном (по крайней мере, с одной стороны) поверхностью диэлектрика. Заряженные частицы, дрейфуя в этом поле, заряжают поверхность диэлектрика. Электрическое поле такого поверхностного заряда экранирует внешнее, приложенное к электродам, в результате чего развитие микроразряда останавливается и происходит распад образовавшейся плазмы [3]. При дальнейшем увеличении напряжения, приложенного к электродам, напряженность результирующего электрического поля в промежутке снова достигает порогового пробивного значения, и стартует следующий МР [4, 5]. В результате этих процессов организуется импульсный режим горения разряда.

Таким образом, величина и распределение плотности заряда, оседающего на поверхности диэлектрического барьера, является одним из ключевых параметров, определяющих процессы развития БР. Стоит также отметить, что структура электрического поля в разрядном промежутке зачастую является основной величиной, определяющей эксплуатационные характеристики устройств на основе барьерного разряда, например, тягу плазменного актуатора на основе БР [6, 7]. Таким об-

разом, точное измерение распределений плотности поверхностного заряда является востребованной задачей, важной как в фундаментальных исследованиях, так и в рамках различных приложений.

2. МЕТОДИКА ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ИЗМЕРЯЕМЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА

Существует две группы техник визуализации распределений поверхностного заряда, заключающиеся в нанесении различных покрытий на заряжаемую поверхность — методы пылевых фигур и электрографии. При использовании метода пылевых фигур используется тонер или пыль различного состава, которая за счет электростатики распределяется по заряженной поверхности в соответствии с плотностью поверхностного заряда [8]. При электрографии используется специальный тонер, проявляя который можно получить картины распределений поверхностного заряда различного знака [9]. Методы пылевых фигур и электрографии позволяют построить качественные распределения поверхностного заряда с очень хорошим пространственным разрешением, позволяя детально проследить за путем распространения отдельных стримеров, наблюдать области прямого и обратного разряда в случае наносекундного БР и т.д. [10, 11]. Однако, эти методики по определению являются качественными и не позволяют получить величину плотности поверхностного заряда. Кроме того, важным ограничением применимости этих методов является тот факт, что их использование может проводиться только при отсутствии разряда и для оценки остаточного заряда поверхности.

Если говорить о количественных методах, следует отметить, что поверхностный заряд является косвенно измеряемой величиной. Непосредственно измеряется либо электрическое поле, создаваемое зарядом (в случае использования ячейки Поккельса [12–14]), либо электрический потенциал на секциях электрода, размещенного под поверхностью диэлектрика (при использовании емкостных зондов [15, 16]). В связи с этим возникает необходимость правильной интерпретации полученных данных. Следует также упомянуть, что существуют и иные техники использования емкостных зондов, когда зонд подводится с внешней стороны к поверх-

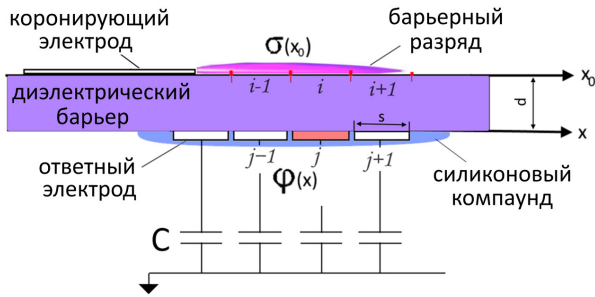


Рисунок 1. Измерение плотности заряда поверхности барьера с использованием секционированного ответного электрода.

ности барьера [6, 7]. При такой реализации достигается хорошая точность измерений и пространственное разрешение, однако, как и в случае использования методов электрографии и пылевых картин, полностью исключается возможность измерений *in situ*. В дальнейшем в тексте под методом емкостных зондов будет подразумеваться его вариант с использованием зондов под поверхностью барьера.

Суть этого метода заключается в следующем (см. рисунок 1). Электрод, расположенный под поверхностью диэлектрика, секционируется. Каждая секция соединяется через достаточно большую емкость C с землей. В этом случае каждый элемент диэлектрика вместе с емкостью зонда представляет собой емкостной делитель. Измеряя потенциал каждой секции, можно получить распределение заряда по поверхности диэлектрика $\sigma(x_0) = C\phi(x)$.

При конечных размерах секции полученное распределение $\phi(x)$ будет несколько отличаться от $\sigma(x_0)$ в связи с тем, что потенциал на j -той секции будет создаваться не только поверхностным зарядом на i -том участке поверхности барьера, находящимся непосредственно над секцией, но и зарядом на соседних $(i-1)$ и $(i+1)$ -ом участках барьера. Более далекие участки также будут вносить вклад в создание потенциала на j -той секции.

В работах, посвященных измерению распределения плотности поверхностного заряда в БР или ее производных (распределения плотности тока или плотности мощности разряда) с применением метода емкостных зондов, например [15], молчаливо предполагается, что распределение измеренного распределения потенциала в точности соответствует искомому распределению заряда по поверхности. Данное приближение справедливо только для тонких диэлектриков, когда толщина диэлектрика меньше характерных размеров зонда: $d/s < 1$. В противном случае (толстый диэлектрик: $d/s \geq 1$) разрешение метода оказывается ограничено величиной d . Кажущимся решением проблемы может быть отделение сенсора от ответного электрода с помещением его в толщу диэлектрика максимально близко к поверхности, как было сделано, например, в работе [16], однако при этом возникает проблема достижения компромисса между возмущающим действием измерительной части на разряд при большой емкости зонда и малыми значениями измеряемых сигналов при малой емкости. Не возмущающей методика будет только в случае использования ответного электрода как сенсора.

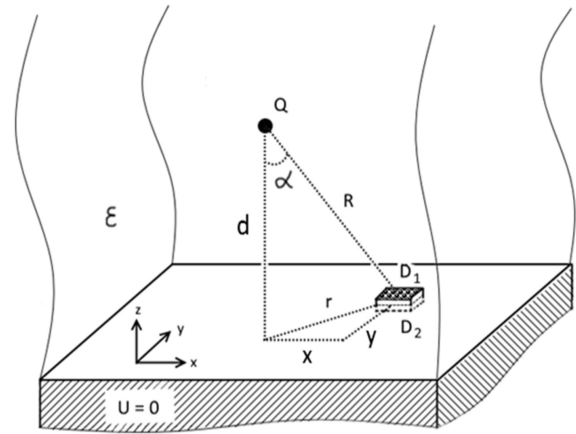


Рисунок 2. Расчетная конфигурация для определения ядра функции $PSF(x, y)$.

Повышение пространственного разрешения метода требует более аккуратного восстановления распределения поверхностного заряда по измеренному потенциалу электродов, то есть, решения обратной задачи электростатики.

В соответствии с принципом суперпозиции, распределение потенциала по электродам будет представлять собой свертку искомого распределения заряда на поверхности барьера и распределения потенциала, создаваемого на зондах точечным зарядом, помещенным на поверхность диэлектрика. В двумерном виде распределение потенциала в плоскости (x, y) будет записано как:

$$\phi(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} PSF(x - x_0, y - y_0) \sigma(x_0, y_0) dx_0 dy_0, \quad (1)$$

где $\phi(x, y)$ — полученное экспериментально распределение потенциала, $\sigma(x_0, y_0)$ — искомое распределение поверхностного заряда, $PSF(x - x_0, y - y_0)$ — распределение потенциала от единичного точечного заряда, которое можно рассматривать как сигнал на системе зондов при помещении точечного заряда на поверхность диэлектрика. Решение уравнения (1) может быть найдено методом обратного Фурье преобразования [17, 18]:

$$\sigma(x_0, y_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\phi}(\omega_x, \omega_y)}{\tilde{PSF}(\omega_x, \omega_y)} e^{i(\omega_x x_0 + \omega_y y_0)} d\omega_x d\omega_y, \quad (2)$$

где тильда обозначает прямое Фурье-преобразование, а образы $\tilde{\phi}(\omega_x, \omega_y)$ и $\tilde{PSF}(\omega_x, \omega_y)$ задаются в частотном пространстве. Ядро уравнения $PSF(x, y)$ можно определить аналитически для приближенного случая, когда заряд находится не на поверхности диэлектрика, а в его толще (рисунок 2).

Рассмотрим элемент поверхности диэлектрика. Для электрического смещения в данном случае справедливо: $D_1 = D_2$. Расписав выражения для D_1 и D_2 , получаем:

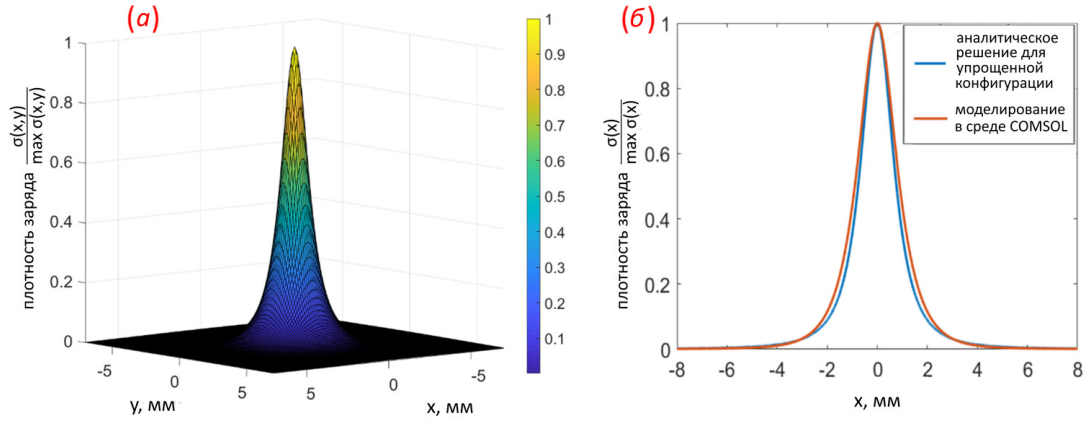


Рисунок 3. (а) Вид распределения потенциала на зондах, создаваемого существующим в толще диэлектрика на расстоянии от поверхности d точечным зарядом Q (вид функции (3)). (б) Сравнение полученной аналитической зависимости для приближенного случая (заряд в толще диэлектрика) и точного решения (заряд на другой поверхности диэлектрика), полученного в результате численного моделирования в среде COMSOL 5.6.

$$\varepsilon \left[\frac{Q}{R^2} \cos \alpha + 2\pi \sigma(x, y) \right] = 0. \quad (3)$$

Выразим R и $\cos \alpha$ через d , x и y . Получаем итоговое выражение:

$$\sigma(x, y) = \frac{Q}{2\pi} \frac{d}{(d^2 + x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (4)$$

Вид данной функции показан на рисунке 3(а). Соответствие между приближенным аналитическим расчетом и численным решением уравнения Пуассона (для полноценной задачи с двумя поверхностями) приведено на рисунке 3(б). Можно видеть, что различие между приближенным и точным решением невелико.

Функция распределения потенциала, создаваемого точечным зарядом на зондах, может быть задана в форме 4. Таким образом, для произвольного распределения заряда поверхности распределение потенциала по зондам может быть записано как

$$\phi(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d \cdot \sigma(x_0, y_0) dx_0 dy_0}{(d^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (5)$$

Задача (5) является математически некорректной, так как достоверное восстановление исходной размытой функции возможно только с конечной точностью. Для нахождения решения в этом случае используются методы регуляризации, ограничивающие мелкомасштабные осцилляции решения. В данной работе реализация алгоритма выполнялась с помощью встроенных в MATLAB функций для обработки изображений [19, 20]. Входными параметрами таких функций являются представленные в виде двумерной матрицы размытое изображение и функция размытия точки. В контексте данной работы этими параметрами выступали, соответственно, измеренное зондами распределение потенциала на зондах и аналитически полученная функ-

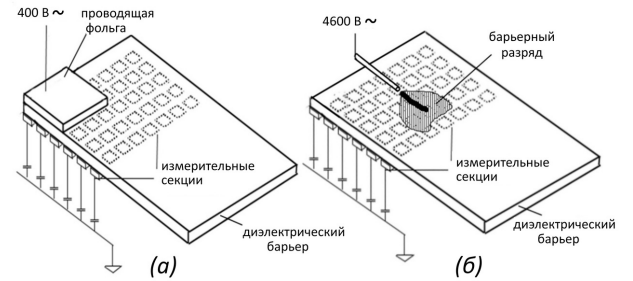


Рисунок 4. (а) Схематичное изображение тестовой конфигурации. Толщина диэлектрика 2 мм. (б) Схематичное изображение конфигурации поверхностного БР. Толщина диэлектрика 1 или 2 мм. Прямоугольниками обозначены измерительные секции ответного электрода.

ция распределения потенциала, создаваемого точечным зарядом (4). Дополнительным входным параметром является количество итераций, которое подбиралось вручную из соображений сходимости результатов реализации алгоритма. Для подавления краевых эффектов исходные распределения экстраполировались за границы области измерений на расстояния порядка размера ядра (см. [19–21]). При этом значения на границах расширенной расчетной области равнялись 0, в промежуточных точках использовалась линейная экстраполяция распределения. В результате параметрических исследований было выявлено, что наилучший результат получается при применении алгоритма Люси–Ричардсона [22] при количестве итераций 30–100.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный метод был применен для исследования распределения заряда поверхности диэлектрика в электродной конфигурации поверхностного барьерного разряда. В качестве диэлектрика использовалась алундовая керамика марки ВК-94 толщиной 1 и 2 мм с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 10$. Секционированный электрод представлял собой матрицу размером 14x14, состоящую из измерительных секций размером 1x1 мм, подключенных к земле через емкости $C = 400$ пФ.

Измерение потенциала производилось путем последовательного измерения потенциала на секциях с помощью делителя с $R = 10 \text{ М}\Omega$, что позволило получить характерную временную постоянную схемы на уровне 5 мс. В эксперименте для каждой секции регистрировались амплитудные значения потенциала на секциях ответного электрода. Была проведена верификация метода на тестовом объекте (рисунок 4(а)), затем были получены распределения заряда поверхности в поверхностном барьерном разряде в конфигурации острие–плоскость (рисунок 4(б)).

3.1. Апробация методики на тестовом объекте

Описанная методика была апробирована на тестовом объекте, который представлял собой наклеенный на поверхность диэлектрика проводящий прямоугольный электрод, на который подавалось переменное синусоидальное напряжение частотой 150 кГц и амплитудой 400 В (рисунок 4(а)). Предполагалось, что растекания заряда по поверхности диэлектрика не происходит. На рисунке 5(б) приведены исходные результаты измерений распределения поверхностного заряда. Значения потенциала были пересчитаны в плотность поверхностного заряда. Можно видеть, что при прямом измерении распределение оказывается размыто приблизительно на величину толщины диэлектрика. При коррекции данных путем решения обратной задачи форма распределения восстанавливается до формы заданного на поверхности диэлектрика распределения потенциала (рисунок 5(в)). Дополнительная верификация метода восстановления была выполнена путем восстановления синтетических данных, полученных при решении в среде COMSOL 5.6 уравнения Пуассона для аналогичной тестовой конфигурации с бесконечной поверхностью диэлектрика. На рисунках 5(г) и 5(д) приведено теоретическое распределение потенциала на измерительных секциях, полученное в результате моделирования в среде COMSOL Multiphysics, и восстановленное распределение, соответственно. Можно видеть, что метод работает как в синтетических задачах, так и на реальных экспериментальных данных в присутствии конечной ошибки измерения.

3.2. Апробация методики на поверхностном БР

Апробация методики на БР выполнялась для поверхностной конфигурации острие–плоскость, где высоковольтным коронирующим электродом являлась медная проволока диаметром 0.5 мм. Разряд питался переменным синусоидальным напряжением частотой 150 кГц и амплитудой 4.6 кВ. Параметры питающего напряжения подбирались так, чтобы разрядный факел был стабилен в течение длительного времени (на временах более времени экспозиции съемки, что существенно превышало длительность измерения потенциала на секциях). Так как в рамках данной работы имелась возможность оптической регистрации только интегрального за много периодов питания свечения разряда (минимальная экспозиция ПЗС камеры на несколько порядков превышала период питающего разряд напряжения), то электрические измерения также производились интегрально — регистрировалась величина амплитуды перенесенного заряда, которая включала в себя переносимый за обе полярности заряд. На рисун-

ках 6(а) и 6(в) приведены результаты измерения распределений, полученных в случае диэлектриков с толщиной $d = 1$ и $d = 2$ мм, соответственно. На распределения наложены изображения разряда, полученные с помощью ПЗС камеры с экспозицией 30 мс. При толщине диэлектрика 1 мм полученное распределение (рисунок 6(а)) практически совпадает с видимой областью светимости разряда, в результате реализации алгоритма обработки (рисунок 6(б)) распределение практически не изменяется. При толщине 2 мм полученное распределение (рисунок 6(в)) оказывается существенно шире видимой области светимости разряда, что соответствует представлениям о размытии распределения вследствие вклада соседних областей диэлектрика. В результате восстановления (рисунок 6(г)) распределения наблюдается неплохое соответствие его с видимой областью светимости разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика восстановления распределений заряда поверхности диэлектрика в барьерном разряде. Методика применима для обработки первичных данных, представляющих из себя распределение потенциала секционированных емкостных зондов на обратной стороне диэлектрика. Результатом работы алгоритма восстановления является приближение пространственного разрешения полученных распределений к пространственному разрешению измерительной части. Показано, что метод работает как в синтетических задачах, так и на реальных экспериментальных данных. Разработанный алгоритм дает существенный результат в случае, когда реальный масштаб неоднородности заряда либо масштаб разрешения сенсора оказываются меньше толщины диэлектрика, что было продемонстрировано на примере измеренных и восстановленных распределений плотности поверхностного заряда, оседающего на диэлектрике при горении факела поверхностного барьерного разряда на диэлектриках толщиной 1 и 2 мм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Гос.задание № 075-01056-22-00)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raizer Y P and E A J 1997 *Gas discharge physics* (Berlin: Springer)
2. Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W 1997 *J. PHYS IV Fr.* **7** 1997405
3. Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1400–8
4. Gibalov V and Pietsch G 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 024010
5. Brandenburg R 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 053001
6. Cristofolini A, Neretti G and Borghi C 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 073303
7. Cristofolini A, Borghi C and Neretti G 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 143307
8. Murooka Y, Takada T and Hidaka K 2001 *IEEE Electr. Insul. Mag.* **17** 6–16
9. Иванов А В и Ларионов В П 1970 *Электричество* **3** 71–74

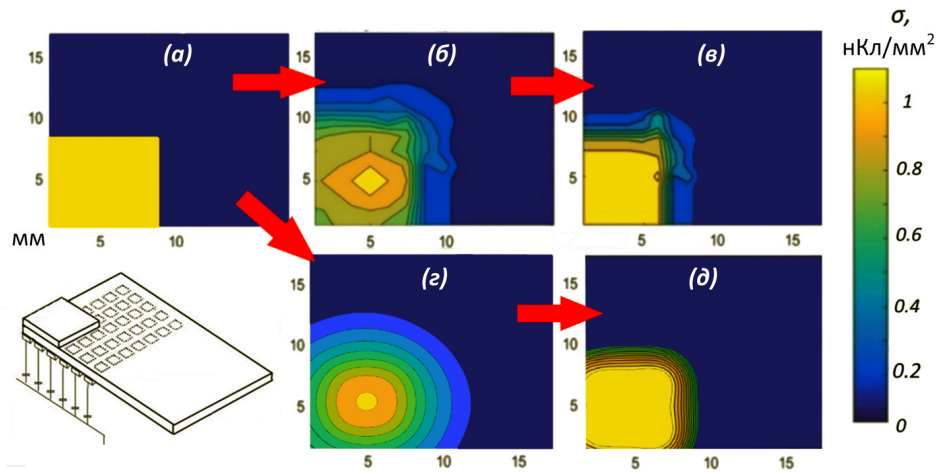


Рисунок 5. (а) Теоретическое распределение поверхностного заряда. (б) Измеренное распределение потенциала на измерительных сечениях. (в) Восстановленное с помощью разработанного алгоритма измеренное распределение. (г) Теоретическое распределение потенциала на измерительных сечениях, полученное путем моделирования в среде COMSOL 5.6. (д) Восстановленное теоретическое распределение.

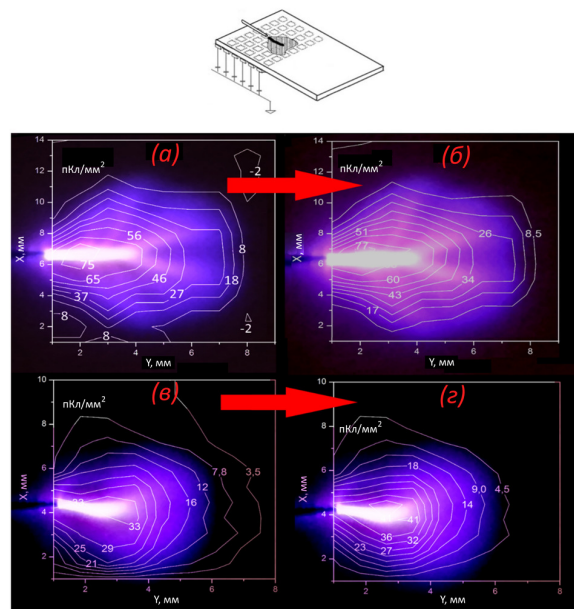


Рисунок 6. Изображения разряда, полученные с экспозицией 30 мс, и соответствующие им распределения поверхностного заряда, представленные в виде эквилиний его плотности: (а) измеренное при $d = 1$ мм, (б) восстановленное при $d = 1$ мм, (в) измеренное при $d = 2$ мм, (г) восстановленное при $d = 2$ мм.

10. Sokolova M V *et al* 2019 *J. Phys. D. Appl. Phys.* **52** 324001
11. Gibalov V and Pietsch G 2000 *J. Phys. D. Appl. Phys.* **33** 2618–36
12. Stollenwerk L, Laven J and Purwins H G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 255001
13. Kumada A, Chiba M and Hidaka K 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 3059
14. Stollenwerk L 2009 *New J. Phys.* **11** 103034
15. Тыл С *et al* 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 053552
16. Hout A and Leonov S 2015 *J. Appl. Math. Phys.* **03** 1062–71
17. Манжиров А В и Полянин А Д 1999 *Методы решений интегральных уравнений* (Москва: Факториал)
18. Pratt W K 2001 *Digital Image Processing* (Los Altos, California: PixelSoft)
19. Журавель И М 2015 Краткий курс теории обработки изображений URL <http://hub.exponenta.ru/post/kratkiy-kurs-teorii-obrabotki-izobrazheniy734>
20. Дьяконов В и Абраменкова И 2002 *MATLAB. Обработка сигналов и изображений. Специальный справочник* (Санкт-Петербург: Питер)
21. Bates R H T and McDonnell M J 1986 *Image Restoration and Reconstruction* (Oxford: Oxford University Press)
22. Biggs D S C and Andrews M 1997 *Appl. Opt.* **36** 1766–75