
ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

УДК 629.78
DOI: 10.17586/0021-3454-2016-59-10-847-859

СИСТЕМА ТРЕХМЕРНОЙ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В УСЛОВИЯХ БЛИЖНЕГО КОСМОСА

О. В. ФИЛОНИН, М. А. ПЕТРОВ

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва,
443115, Самара, Россия
E-mail: phylonin@gmail.com*

Описаны метод трехмерной томографической диагностики параметров плазменных образований, индуцированных в высокочастотных электромагнитных полях в условиях ближнего космоса и средства малоракурсных систем для его реализации. Также приведены основные параметры импульсного высоковольтного источника питания, применяемого для формирования требуемого электромагнитного поля. Предложен вариант отображения функции интенсивности свечения в виде набора изопараметрических поверхностей. Разработаны наземная и устанавливаемая на борту наноспутника малогабаритная трехмерная томографическая система для исследования плазменных образований.

Ключевые слова: малоракурсная томография, наноспутники, метод свертки, фурье-преобразование, оптико-электронные системы, электролюминесценция, газовый разряд

Явление электролюминесценции заключается в возникновении плазменных образований с приповерхностных областей объектов (полупроводников, жидкостей, биологических материалов), находящихся в переменных электромагнитных полях в газовых средах. В полупроводниках это явление может быть следствием излучательной рекомбинации электронов и дырок. В зависимости от способов возбуждения плазменных образований можно наблюдать разные типы разрядов: коронный, скользящий, краевой [1]. При описании эффекта свечения традиционно используются термины „электрический“ или „селективный“ высокочастотный разряд [2]. Для фиксации таких зарядов используются методы электрографии. Световое поле излучения индуцированного плазменного образования, как известно [3], зависит от состояния кристаллических решеток, наличия примесей, молекулярного состава исследуемых образцов. Анализ полей излучения в оптическом диапазоне позволяет получать уникальную информацию о внутренней структуре и состоянии исследуемого образца [4]. Оптическая 3D-томография является единственным способом [5] детального исследования таких параметров плазменных объектов, как пространственное распределение локальных значений интенсивности, температуры, концентрации ионной и электронной составляющих и т.д. Здесь важно отметить, что методы и средства оптической томографии обеспечивают более высокую чувствительность и пространственное разрешение [6] по сравнению с такими традиционными способами регистрации излучения, как электронография, ГРВ-метод. С их помощью можно

детально исследовать, например, состояние работающих полупроводниковых приборов, подвергающихся воздействию потоков заряженных частиц, ионизирующих излучений, что весьма актуально для анализа работы бортовых систем РЭА в условиях космического пространства. Таким образом, разработка новых высокоинформативных методов анализа полей излучения плазменных образований, возникающих в переменных электромагнитных полях, является одной из актуальных задач, особенно в области космических исследований.

Как известно, принципы оптической 3D-томографии основаны на преобразовании Радона, которое в настоящей работе можно сформулировать следующим образом. Требуется восстановить (реконструировать) искомое трехмерное распределение некоторых функций (локальных значений интенсивности, температуры, концентрации ионной и электронной составляющих) индуцированного плазменного образования по двумерным проекционным данным. Под двумерными проекциями в оптической томографии понимают регистрируемые двумерные изображения анализируемого трехмерного поля излучения. Отметим, что точность реконструкции в оптической томографии зависит от того, насколько соответствует схема регистрации так называемому однофотонному приближению и условию регистрации плоскопараллельного пучка. В идеальном случае необходимо регистрировать только нерассеянные фотоны пучка вдоль выбранного луча (хорды) заданной длины волны. На практике это можно реализовать с помощью спектрально-томографического подхода и построения [5, 6] соответствующих оптических систем регистрации. Для задач оптической томографии удобно организовать плоскопараллельные потоки регистрации проекционных данных (ортогональная геометрия регистрации). Для использования преобразования Радона [7] вдоль каждого луча (хорды) необходимо регистрировать интеграл излучательных способностей ϵ от каждого элементарного объема, принадлежащего заданной хорде L , т.е.: $I(p, \xi, \lambda) = \int_L \epsilon(x, y, \lambda) dl$.

Строго говоря, такой подход можно использовать для оптически прозрачной плазмы. Другими словами, при регистрации проекционных данных в оптике функция проекции $g(\mathbf{p})$ должна содержать радоновский образ $\mathcal{R}[f(\mathbf{p})]$, т.е. удовлетворять известным условиям [7]:

$$g(p) = \int_{-r}^r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{nr}) dl \text{ и соответственно } \mathcal{R}[f(\mathbf{p})] = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-L}^L f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{nr}) dl.$$

На практике исходные теневые проекции далеко не всегда удовлетворяют указанным условиям. Поэтому необходимо либо модифицировать схему формирования исходных данных, либо производить предварительную обработку входных массивов для *вычленения образов Радона*. В общем случае для восстановления искомого 3D-распределения, согласно теореме Радона, необходимо вычислить производную по переменной \mathbf{p} — оператор

$$\hat{D} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} f(\mathbf{p}, \mathbf{n}), \text{ — затем произвести преобразование Гильберта } \hat{H} \text{ и произвести процедуру}$$

обратного проецирования \hat{B} , т.е. обратное преобразование Радона определяется как $\hat{\mathcal{R}}^{-1} = \hat{B} \hat{H} \hat{D}$ [8]. Однако такие вычисления сопряжены с рядом сложностей, поэтому на практике используют более простые вычислительные алгоритмы, основанные на фурье-преобразованиях и операциях свертки.

Авторами разработаны метод и алгоритм реконструкции искомых трехмерных функциональных распределений (локальных значений интенсивности, температуры, концентрации ионного и электронного компонентов) в индуцированных плазменных образованиях. Суть метода сводится к следующему. В приближении геометрии ортогонального (плоскопараллельного) проецирования величину интегрального показателя поглощения вдоль заданного направления можно определить в виде:

$$U_{\lambda}(l_k, \theta_i) = \int_L U_{\lambda}(x, y) dl. \quad (1)$$

Функция $U_{\lambda}(l_k, \theta_i)$ — лучевая сумма вдоль направления L , если $U_{\lambda}(l_k, \theta_i) = \hat{\mathcal{R}}f(l_k, \theta_i)$. В конечном итоге при формировании массивов исходных данных имеет место дискретное представление функций проекций. Действительно, для выбранного сечения функция проекции может быть представлена через базисную функцию дискретизации $b_m(r, \vartheta)$:

$$U(r, \varphi) = \sum_{m=1}^M U_m b_m(r, \varphi),$$

где U_m — совокупность значений искомой функции в элементах дискретных данных [7].

С учетом того что проекционная матрица R описывает зависимость между дискретными значениями искомой функции U_m и ее проекционными данными, $[RU](l_k, \theta_i)$ можно записать:

$$[RU](l_k, \theta_i) = \sum_m U_m R_k b_m(r, \varphi) = \sum_m R U_m. \quad (2)$$

Решением системы уравнений (2) является функция распределения показателя поглощения в выбранном сечении при зондировании внешним источником монохроматического излучения.

Излучение из каждого конкретного микрообъема для других рядом расположенных объемов будет излучением стороннего источника. Таким образом, в приближении Бугера—Ламберта—Бэра фотоны из этого микрообъема ΔV_m будут поглощаться и рассеиваться „вперед лежащими“ элементарными объемами по направлению L [7]. Учитывая поглощение и рассеивание фотонов в направлении проектирования, для каждого „отсчета“ проекции $[RU](l_k, \theta_i)$, опустив базисную функцию, можно записать:

$$[RI](l_k, \theta_i) = I_m e^{-\sum_m^{m+n} U_m \Delta L_m} + I_{m+1} e^{-\sum_{m+1}^{m+n} U_{m+1} \Delta L_{m+1}} + \dots + I_{m+n} e^{-U_{m+n} \Delta L_{m+n}}. \quad (3)$$

Введем обозначение $J_m = I_m e^{-\sum_m^{m+n} U_m \Delta L_m}$, тогда с учетом формул (1)—(3)

$$[RJ](l_k, \theta_i) = \sum_{m=1}^M J_m R_k b_m(r, \varphi) = \sum_{m=1}^M R J_m. \quad (4)$$

Таким образом, теперь выражение (3) удовлетворяет радоновскому образу, следовательно, используя соотношение (4), можно определить J_m и затем вычислить I_m [8]. Алгоритмы реконструкции искомых трехмерных функциональных распределений интенсивности свечения сводятся к следующим операциям.

— Исходные 2D-проекции регистрируются в виде декартовой $(N \times N)$ -матрицы ПЗС-камерой при уровне квантования по амплитуде N градаций. Массив, определенный в декартовой системе координат (ДСК), пересчитывается в массив, заданный на полярной дискретной сетке отсчетов, при этом число отсчетов на каждом диаметре и количество таких диаметров должны быть равны N . Понятно, что каждый диаметр является одномерной проекцией в направлении θ_i, φ_j .

— В предложенной системе оптической томографии используется 21 проекция. Следовательно, для восстановления искомой функции необходимо доопределить исходные проекционные данные. Это делается на основании теоремы о центральном сечении [7]. Действительно, в идеальном случае трехмерный фурье-спектр искомого функционального распределения в ДСК должен содержать $N \times N \times N$ отсчетов (для реальной и мнимой частей). При пересчете его в дискретную сферическую систему координат число отсчетов должно остаться тем же. Фурье-образ формируется на основании теоремы о центральном сечении в виде ограниченного набора фурье-плоскостей, число которых равно количеству исходных 2D-проекций, заданных на полярных сетках.

— Осуществляется выборка одномерных фурье-спектров, необходимых для реконструкции в заданном формате ($N \times N \times N$)-элементов и вычисляются *обратные одномерные преобразования Фурье*. Таким образом, в пространстве сигналов получается необходимый набор одномерных проекций для требуемого формата реконструкции.

— На конечном этапе реконструкции каждая одномерная проекция сворачивается в пространстве сигналов с низкочастотным ядром вида: $\text{Re}[G(\omega)] = [\exp(-2,4\omega^2)][\cos(1,4\omega)]^2$, $-1 < \omega < 1$ (для наглядности функция ядра записана в частотной области). Затем осуществляется стандартная процедура обратного проецирования для каждого восстанавливаемого сечения.

Предложенный метод 3D-реконструкции искоемых функциональных распределений оперирует только с одномерными преобразованиями, что значительно упрощает процесс вычислений; предполагается, что 3D-зона реконструкции должна быть разбита на шаровые области (см. ниже).

Авторами разработана схема регистрации оптического излучения (см. рис. 1, а. Здесь 1 — непрозрачный объект; 2 — индуцированное плазменное поле; 3 — зона, подлежащая реконструкции (при заданном φ); 4, 6 — линзы; 5 — диафрагма; 7 — торец световода). Проецирующий объектив, регистрирующий потоки в выбранном направлении (здесь θ, φ — параметры сферической системы координат), содержит две относительно длиннофокусные линзы и диафрагму, расположенную в фокальной плоскости. Это дает возможность выделить *плоскопараллельный поток фотонов* из анализируемого элемента объема, что необходимо для формирования неискаженных *2D-проекций* светового потока плазмы в выбранном направлении. Для каждого такого ракурса двумерное теневое изображение, содержащее образ Радона, проецируется на входной торец квадратного сечения световолоконного светопровода (использованы светопроводы для передачи изображений). Это позволяет в большей степени соответствовать условиям плоскопараллельной геометрии [9].

На рис. 1, б показан вариант оптической головки, содержащей семь двухлинзовых объективов для регистрации потоков фотонов, выходящих из исследуемого объема. В сравнении с использованием одной двухлинзовой системы подобная схема регистрации позволяет:

— увеличить количество ракурсов — 2D-проекций элемента исследуемого объема (той части всего объема плазменного образования, плоскопараллельный поток фотонов из которой попадает в оптическую головку);

— использовать методику *сферотангенциальной геометрии* формирования исходных проекционных данных.

Искомую функцию распределения свечения плазменного объекта в цилиндрическом объеме целесообразно восстанавливать в шаровых областях, последовательно „заполняющих“ этот объем при изменении угла φ в пределах $0 \leq \varphi \leq \pi$ (см. рис. 1, в. Здесь 1 — непрозрачный объект; 2 — зона, подлежащая реконструкции; 3 — шаровые области, в которых проводится 3D-реконструкция). Такой подход значительно упрощает вычислительные процедуры.

Зона реконструкции свечения плазменного объекта, содержащая непрозрачное тело, представляет собой сегмент цилиндрического объема. Для любого ракурса, в соответствии с рассмотренной геометрией регистрации, длина хорды L , совпадающая с длиной оптического пути вдоль выбранного направления r проецирования, изменяется в пределах $0 \leq L \leq L_0$. Это, в свою очередь, приводит к неоднозначности определения искомого значения интенсивности свечения в шаровых областях реконструкции, вычисляемых на основе преобразования Радона.

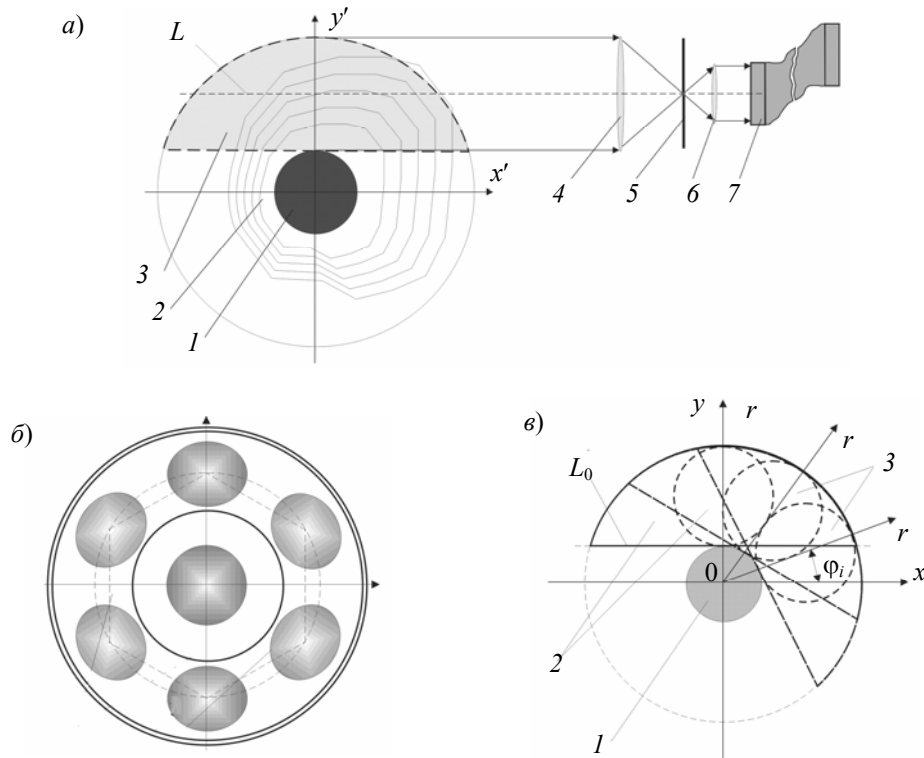


Рис. 1

Для устранения этой неоднозначности предложена оптоволоконная система регистрации, представленная на рис. 2 (1 — непрозрачное тело; 2 — исследуемое поле излучения; 3 — область реконструкции; 4 — зона реконструкции для данного пакета проекций в выбранном ракурсе; 5—7 — оптические головки для считывания двумерных ракурсов; 8 — микроканальный усилитель яркости; 9 — проецирующий объектив; 10, 11 — пакет двумерных проекционных данных; 12 — светопроводы для передачи изображений; 13 — система обработки проекционных данных; 14 — ПЗС-матрица; 15 — блок управления ПЗС-матрицей; 16 — промежуточный формирователь (накопитель) данных; 17 — высоковольтный источник напряжения; 18 — блок управления микроканальным усилителем; 19 — бортовой микропроцессорный вычислительный блок). Выполняется регистрация проекционных данных в так называемой зоне формирования опорных проекций. Эти зоны выбираются таким образом, чтобы плоскость центральной 2D-проекции была ортогональна оси Or при заданном значении угла φ . В этом случае высота сегмента цилиндрического объема оказывается равной диаметру шаровой области реконструкции. Таким образом, с одной стороны, реальные проекционные данные, считанные в опорных зонах, позволяют снять неоднозначность в определении интенсивности свечения плазмы, так как в этих ракурсах возможно сопоставить интегральную интенсивность излучения вдоль главной оптической оси диаметру реконструируемой шаровой области, с другой стороны, они увеличивают объемы исходных реальных данных, что, в свою очередь, повышает точность реконструкции.

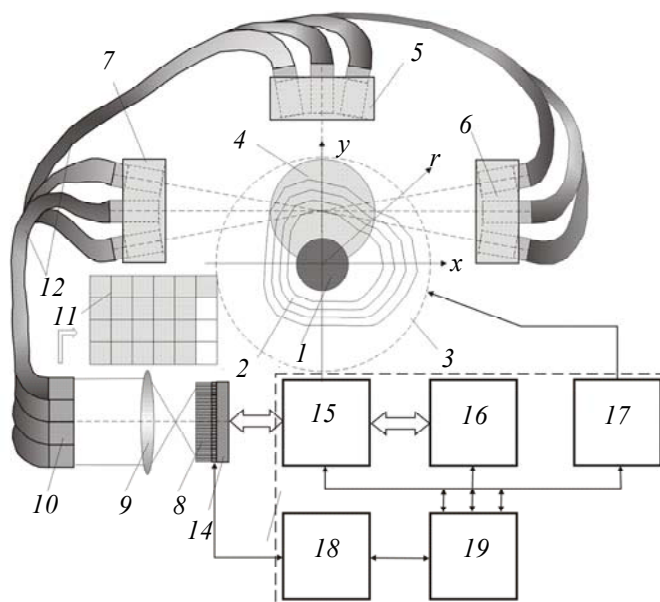


Рис. 2

Предложенная авторами оптоволоконная система регистрации проекционных данных (см. рис. 2) содержит три оптические головки 5—7, каждая из которых способна регистрировать по семь проекционных изображений. Следовательно, при фиксированных значениях угла θ одновременно можно фиксировать двадцать одну теневую двумерную проекцию. Изображения каждой проекции с помощью входных объективов проецируются на „входные“ торцы светопроводов для передачи изображений. „Входные“ торцы этих светопроводов собираются в плоскопараллельный пакет 10, 11. Таким образом, формируется матрица двумерных проекционных изображений 11. Изображение с этой матрицы с помощью проецирующего объектива 9 передается на фотоэлектронный регистратор, содержащий микроканальный усилитель 8 и ПЗС-матрицу 14. Используется ПЗС-матрица CCD 77-00 разрешением 512×512 элементов. Эта система регистрации предназначена для наземных лабораторных экспериментов.

Для формирования проекционных данных и предварительного выделения радоновских образов из теневых изображений используется блок управления ПЗС-матрицей 15 (см. рис. 2). Этот блок формирует двумерные массивы данных в цифровом виде, соответствующие двадцати одной проекции, считанной при фиксированных углах φ . Для условий лабораторных исследований массивы данных, при пересчете на каждую двумерную проекцию, содержат 512×512 элементов при уровне квантования по амплитуде 8 бит. Этого достаточно для исследования плазменных образований, имеющих объем в несколько кубических сантиметров [9]. Хорошо известно, что индуцированное излучение как биологических объектов, так и конструктивных элементов характеризуется довольно слабыми световыми потоками в оптическом диапазоне, что заставляет исследователей увеличивать время экспозиции. Это приводит к тому, что в результате получается некоторое проинтегрированное по времени, следовательно и усредненное по времени, изображение. Для устранения этого недостатка в предложенной системе предусмотрено использование микроканального усилителя яркости 8, для управления режимами работы усилителя служит блок 18.

Для регистрации свечения, вызванного эффектами индуцированных плазменных образований, могут быть использованы импульсные высоковольтные источники питания, формирующие, например, импульс длительностью 5—25 мкс, повторяющийся с частотой 5—20 кГц. Можно также использовать последовательность достаточно быстро затухающих импульсов с частотой заполнения 200 кГц и выше и периодом повторения 20—200 мкс [9]. Для реализации варианта с затухающими радиоимпульсами высокой частоты был разработан высоко-

вольтовый импульсный источник питания, отличительными особенностями которого являются: цифровая обратная связь для стабилизации уровня высокого напряжения на выходе; измерительная цепочка длительности переднего и заднего фронтов; блок корректировки длительности фронтов. Структурная схема источника приведена на рис. 3.

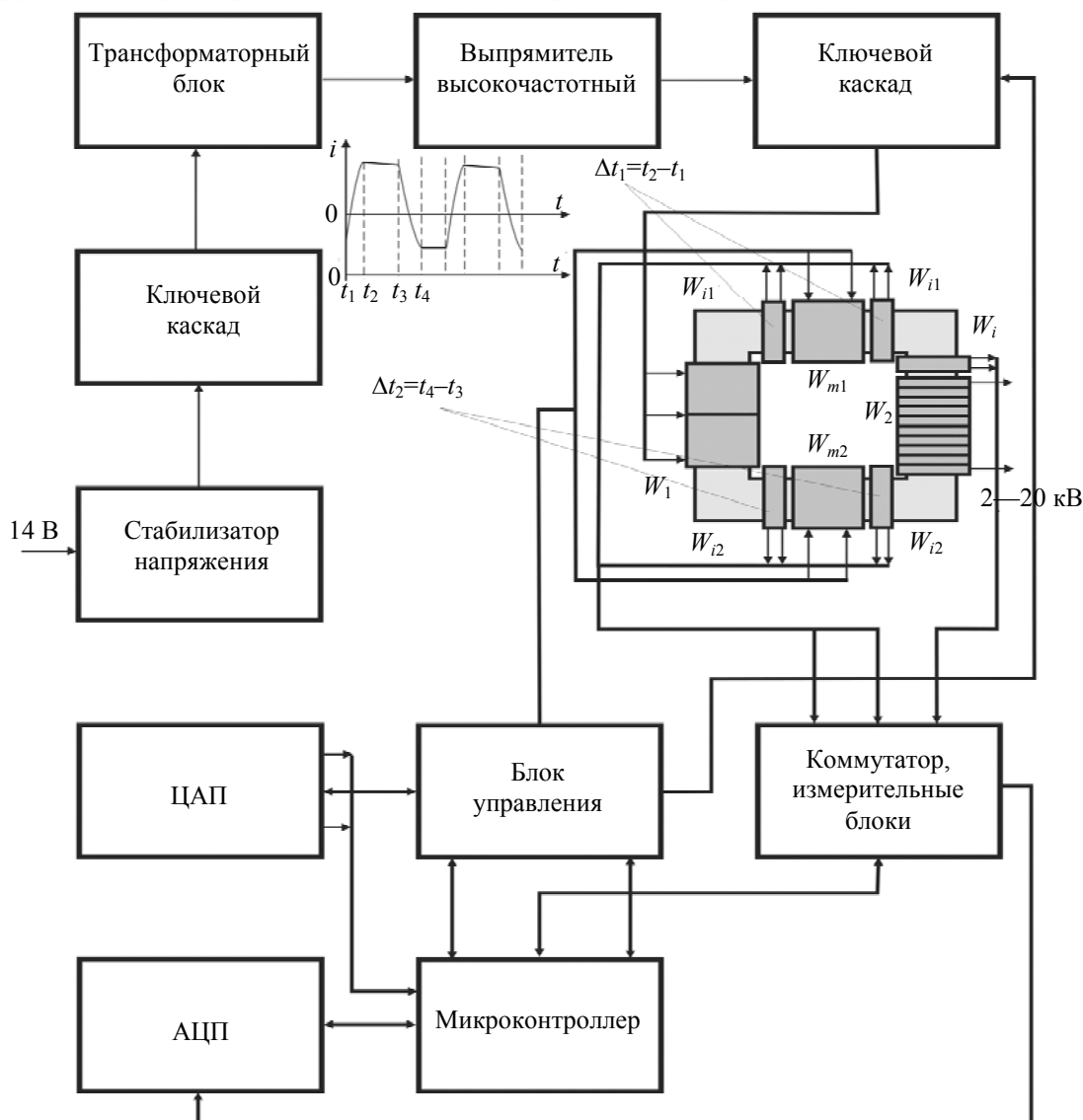


Рис. 3

Такой источник должен характеризоваться *высокой степенью повторяемости формы импульсов*, поскольку время развития и затухания газоразрядных процессов на 2—3 порядка меньше времени экспозиции технических средств регистрации светового излучения (ПЗС-матриц). Исходя из рассматриваемых задач высоковольтный импульсный блок питания проектировался с учетом следующих требований:

- величина выходного напряжения регулируется в пределах 5—20 кВ;
- длительность затухающего радиоимпульса регулируется в пределах 10—30 мкс;
- частота следования импульсов регулируется в пределах 5—15 кГц;
- точность формирования выходного напряжения должна быть достаточной для того, чтобы пренебречь изменением яркости свечения объекта при воздействии соседних импульсов (выходная погрешность не более 0,1 %).

Устройство работает следующим образом. Цифровой код, соответствующий требуемому значению выходного напряжения, длительности Δt и периоду T следования импульсов, формируется в микроконтроллере (МК). Далее цифровой код, соответствующий требуемому

выходному напряжению, преобразуется с помощью цифроаналогового преобразователя в управляющий сигнал, поступающий на один из входов блока управления. Управляющий сигнал изменяет скважность импульсов, открывающих и закрывающих ключевой каскад, а значит, изменяет величину повышенного и выпрямленного в трансформаторно-выпрямительном узле напряжения. Таким образом обеспечивается регулирование выходного напряжения по величине. Это выпрямленное напряжение подается на выходной трансформатор (на первичную обмотку W_1) через ключевое устройство, управляемое соответствующими импульсами с выхода МК. Таким образом обеспечивается регулирование длительности и периода следования импульсов.

Выходной трансформатор кроме первичной и вторичной (повышающей) имеет несколько дополнительных измерительных W_i , W_{i1} , W_{i2} и управляющих W_{m1} , W_{m2} обмоток. Обмотка W_i предназначена для измерения уровня выходного напряжения. С ее выхода сигнал поступает в цепь измерения выходного напряжения, затем — на вход аналого-цифрового преобразователя МК.

В МК вычисляется необходимый корректирующий код ΔA , который преобразуется в цифроаналоговом преобразователе в корректирующий сигнал, поступающий на соответствующий вход устройства управления. Корректирующий сигнал изменяет скважность импульсов, открывающих и закрывающих ключевой каскад. Этим обеспечивается стабилизация выходного напряжения [10].

Парные измерительные обмотки W_{i1} , W_{i2} служат для формирования сигналов о форме нарастающего переднего фронта импульса и соответственно скорости убывания его заднего фронта.

В простейшем случае эти величины пропорциональны средним значениям сигналов для интервалов Δt_1 , Δt_2 соответственно. Важно учитывать не форму переднего и заднего фронта импульса, а ее повторяемость. Поэтому в качестве измерительных сигналов достаточно выбрать среднее за время Δt_1 , Δt_2 значение сигнала, формирующегося на измерительных интегрирующих RC-цепочках. Далее сигнал подается на АЦП МК. В последнем периодически получаемые данные о форме переднего и заднего фронтов сравниваются с некими эталонными значениями, полученными аналогичным образом в установившемся режиме. При несовпадении сравниваемых данных программа управления вырабатывает сигнал коррекции, который подается на ЦАП и усилители тока, формирующие сигналы управления токовых обмоток W_{m1} и W_{m2} , расположенных на сердечнике трансформатора (см. рис. 3). Обмотка W_{m1} корректирует передний, а W_{m2} — задний фронт.

На рис. 4, а и б приведены осциллограммы импульсов, полученных при обоих вариантах реализации высоковольтного импульсного источника питания (применялся двухканальный цифровой осциллограф GDS-806S, сигналы снимались со входа ключевого элемента и с первичной обмотки высоковольтного трансформатора). Как видно из осциллограмм (справа на панели *ИЗМЕРЕНИЕ* строка *ВР НАРАСТАНИЯ*), длительность фронта одиночных импульсов составляет 2,12 мкс, а длительность переднего фронта затухающего импульса на порядок меньше — 125 нс. Известно, что на вид газового разряда влияют наличие воздушного промежутка между исследуемым образцом и диэлектрической подложкой, на которой он установлен, а также крутизна фронтов импульсов [2]. Чем круче фронт импульса, тем при меньшем напряжении происходят тлеющий и коронный разряды. Авторы выбрали вариант высоковольтного источника, формирующего последовательность радиоимпульсов, поскольку вследствие на порядок большей крутизны фронта импульса (по сравнению с источником одиночных импульсов) для той же средней яркости свечения плазмы требуется меньшее напряжение (на 10—15 %). Соответственно при уменьшении высокого напряжения снижается

вероятность возникновения „сильноточных“ видов газового разряда (дуговой, искровой), которые приводят к электрическому пробое газовой среды. На рис. 4, в приведен фрагмент принципиальной схемы импульсного высоковольтного источника питания (ИИП).

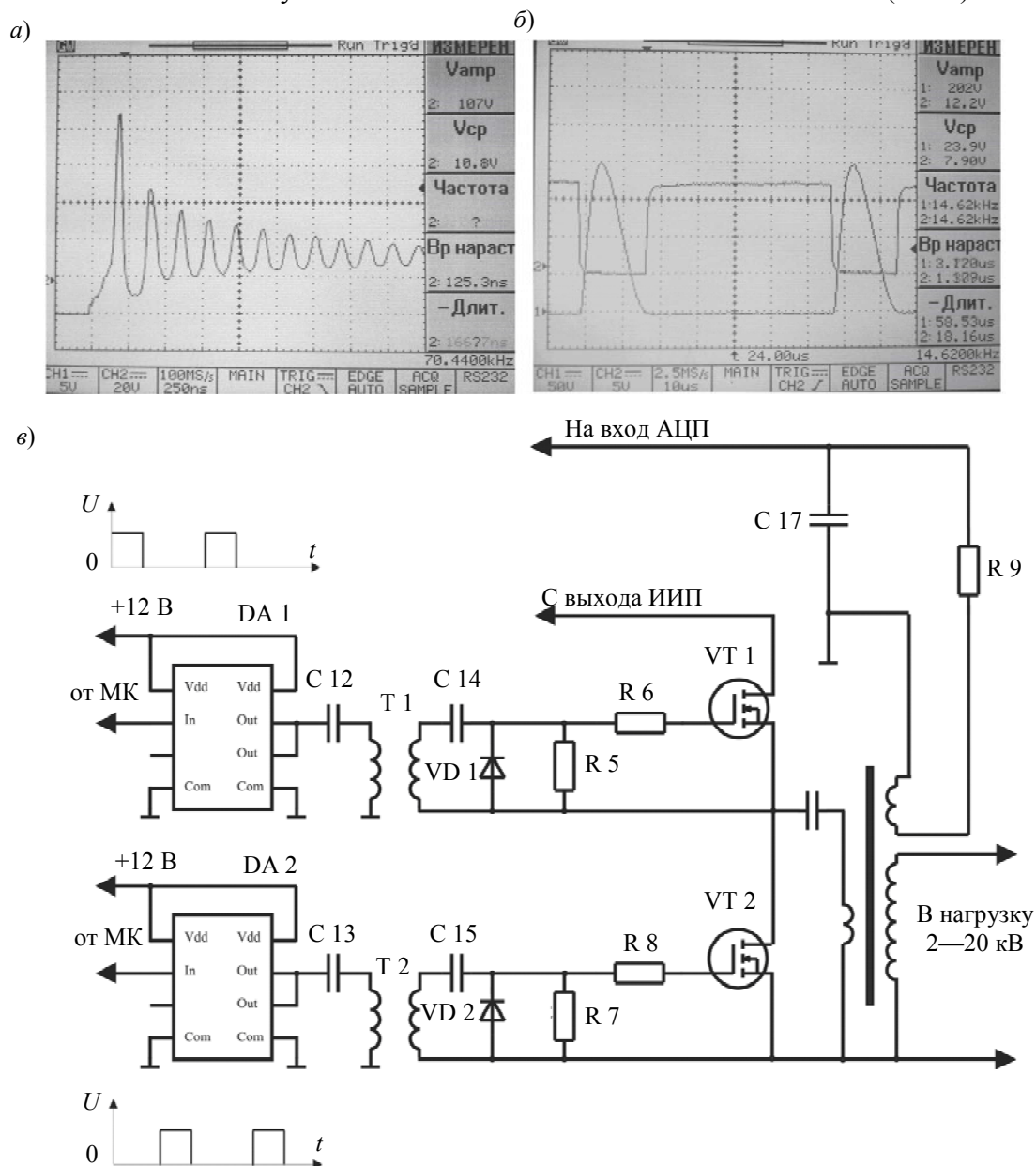


Рис. 4

Известно, что при одной и той же частоте переключения ключа крутизна фронтов импульсов выше в случае двухтактной схемы по сравнению с однотактной обратноточной [10]. Ключ представляет собой два MOSFET-транзистора с максимальным напряжением сток—исток 1500 В (каждый рассчитан на ток 2 А, в пике — до 7 А). Резисторы R 6 и R 8 необходимы для ограничения тока заряда емкости затвор—исток, а R 5 и R 7 — для разряда этой емкости в течение времени, соответствующего состоянию закрытого ключа.

Так как сигнал на затвор верхнего транзистора должен подаваться относительно истока, который находится под переменным потенциалом, применена схема с гальванической развязкой на трансформаторах T 1 и T 2. Для отсекающей постоянной составляющей и соответственно тока подмагничивания трансформаторов используются конденсаторы C 12 и C 13. Цепочки C 14 VD 1 и C 15 VD 2 восстанавливают постоянную составляющую управляющего сигнала [11]. Для усиления управляющих сигналов с МК использованы специализированные

микросхемы-драйверы, которые формируют ток до 2 А, позволяющий быстро зарядить емкость затвор—исток. На рис. 4, а, б приведены осциллограммы управляющих сигналов с МК. Так называемое „мертвое время“ — промежуток времени, когда закрыты оба ключа, — контролируется программными средствами. Емкость С16 и первичная обмотка высоковольтного трансформатора Т3 формируют последовательный колебательный контур, собственная частота колебаний которого является частотой заполнения затухающего радиоимпульса, подаваемого в нагрузку с вторичной обмотки трансформатора.

На рис. 5, а приведена модельная функция сечения восстанавливаемого распределения функции интенсивности свечения, вид функции ядра свертки и сечение, восстановленное по разработанному алгоритму.

Для рассматриваемой задачи авторы предлагают представлять искомую функцию распределения в виде *проекционных* (типа аксонометрических) изображений *замкнутых изоповерхностей* этого параметра [12]. Так как для наглядного представления изоповерхности в виде проекционной сетчатой структуры достаточно 20—40 изолиний [12], то в фурье-пространстве следует выбрать соответствующие сечения, затем произвести необходимое количество обратных 2D-преобразований, выделить изолинии, из которых сформировать проекционные изображения. На рис. 5, б приведены изопараметрические кривые выбранного сечения, на рис. 5, в — проекционное (стереоскопическое) 3D-изображение выбранной параметрической поверхности.

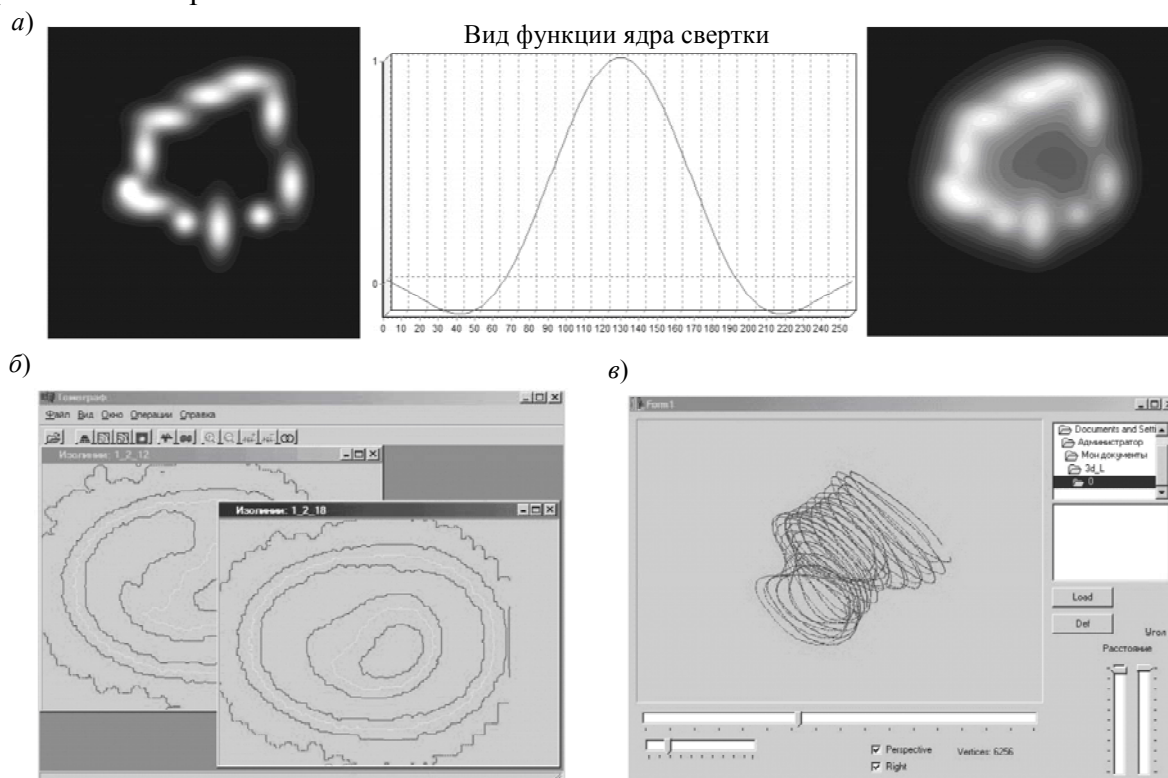


Рис. 5

На рис. 6 приведен пример малоракурсной томографической системы диагностики индуцированных плазменных образований в газовой среде для исследования влияния космических излучений на работоспособность элементов РЭА в условиях космоса. В качестве исследуемого объекта был выбран бескорпусный транзистор КТ 812А, включенный по схеме усилительного каскада. Эта система разработана для использования в наноспутниках (НС) типа 3 CubeSat, запускаемых на низкие орбиты 400—600 км, ее размер соответствует размеру одного модуля 10×10×10 см. Размер объекта исследования (транзистора) 10 порядка 2 мм. Поэтому для анализа индуцированного поля излучения КТ 812А (напряжение 5—20 кВ, час-

тота импульсов 5—20 кГц), помещенного в газовую смесь, использованы малогабаритные цифровые трехлинзовые микроскопы 4. Четвертая линза входит в состав ПЗС-матрицы. Для возбуждения газового разряда применена газонепроницаемая камера в виде шестигранной усеченной пирамиды, выполненной из дюралюминиевого сплава и заполненная смесью инертных газов при давлении 250 Па (пониженное давление и смесь инертных газов необходимы для создания оптимальных условий формирования газового разряда вокруг транзистора) [1].

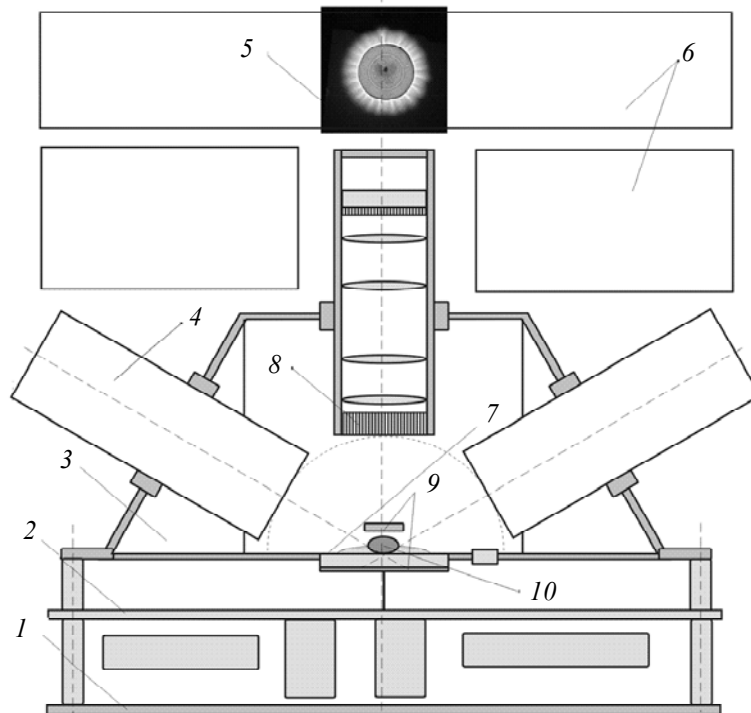


Рис. 6

Разработанная трехмерная томографическая система сбора исходных данных содержит плиту-основание 1, на которой расположены плата высоковольтного блока питания 2, газовая камера 3. В камеру вмонтировано четыре цифровых микроскопа 4 (установлены на демпферах), позволяющих собирать двумерные проекционные данные в сферотангенциальной геометрии. В основании камеры находятся полупрозрачные электроды 9, разделенные изолятором 7 и газовым промежутком, в котором индуцируется газовый разряд. В отличие от системы регистрации, изображенной на рис. 2, в предложенной одновременно регистрируется четыре проекции четырьмя микроскопами, совмещенными с ПЗС-матрицами.

В каждом микроскопе в качестве входного элемента используется стекловолоконная планшайба 8. Это позволяет реализовать плоскопараллельную геометрию формирования исходных проекционных данных. Увеличенное изображение с помощью линзы проецируется на ПЗС-матрицу типа CCD 67 (Великобритания). Эта матрица имеет размер пиксела 26 мкм, тактовую частоту 5 МГц, разрешение 256×256 элементов, а диапазон регистрируемых длин волн 200—1100 нм, она снабжена сверхмаломощным усилителем. Пример типичного разряда в смеси инертных газов приведен на рис. 6, позиция 5. Формат реконструируемого изображения выбран исходя из возможностей управляющего микропроцессора Cortex (тактовая частота 600 МГц) и уровня быстродействия обмена данными с центром управления. В модуле НС размещены также плата устройства управления (микропроцессор) и радиопередатчик 6.

В настоящей работе разработаны метод и алгоритм трехмерной реконструкции плазменных образований, возбуждаемых в индуцированных высокочастотных электромагнитных полях в условиях ближнего космоса, помимо того, разработаны наземная и устанавливаемая на борту наноспутника малогабаритная трехмерная томографическая система для исследования плазменных образований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шустов М. А., Протасевич Е. Т. Электроразрядная фотография. Томск: Изд-во Том. политехн. ун-та, 1999. 244 с.
2. Коротков К. Г. Разработка научных основ и практическая реализация биотехнических измерительно-вычислительных систем анализа газоразрядного свечения, индуцированного объектами биологической природы: Автореф. дис. ... докт. техн. наук. СПб, 1999.
3. Власов Ю. А., Удлер Э. И., Тищенко Н. Т., Саркисов Ю. С. Диагностика агрегатов машин методом высоковольтного тлеющего разряда. Томск: Изд-во Том. гос. архит.-строит. ун-та, 2013. 198 с.
4. Адаменко В. Г. Исследование механизма формирования изображений, полученных с помощью высокочастотного электрического разряда: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск, 1975.
5. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987. 230 с.
6. Филонин О. В. Малоракурные оптические томографы для исследования плазменных объектов // Инженерная физика. 2006. № 5. С. 4—14.
7. Филонин О. В. Малоракурная томография. Самара: СНЦ РАН, 2006. 256 с.
8. Лаврентьев М. М., Романов В. Г., Шишатский С. П. Некорректные задачи математической физики и анализа. Новосибирск: Наука, 1985. 367 с.
9. Филонин О. В., Петров М. А. Малоракурная 3D-томография плазменных образований, индуцированных в переменных электрических полях // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1, № 3. С. 296—306.
10. Мэк Р. Импульсные источники питания. Теоретические основы. М.: Додэка-XXI, 2008. 272 с.
11. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники: В 2-х т. Т. 1. М.: Мир, 1984. 598 с.
12. Филонин О. В. Общий курс компьютерной томографии. Самара: СНЦ РАН, 2012. 407 с.

ведения об авторах**Олег Васильевич Филонин**

— д-р техн. наук, профессор; Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С. П. Королева, кафедра физики;
E-mail: phylonin@gmail.com

Михаил Андреевич Петров

— аспирант; Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С. П. Королева, кафедра физики;
E-mail: info@npp-itb.spb.ru

Рекомендована кафедрой
физики

Поступила в редакцию
17.06.16 г.

Ссылка для цитирования: Филонин О. В., Петров М. А. Система трехмерной томографической диагностики параметров плазменных образований в условиях ближнего космоса // Изв. вузов. Приборостроение. 2016. Т. 59, № 10. С. 847—859.

THE SYSTEM OF THREE-DIMENSIONAL TOMOGRAPHIC DIAGNOSTICS OF PARAMETERS OF PLASMA FORMATIONS IN THE NEAR-EARTH SPACE

O. V. Phylonin, M. A. Petrov

Samara University,
443115, Samara, Russia
E-mail: phylonin@gmail.com

Methods and means of a few-systems three-dimensional tomographic diagnostics of parameters of plasma formation induced in the high-frequency electromagnetic fields in the Near-Earth space are described. Basic parameters of pulsed high-voltage power supply unit used for generating the required electromagnetic field are presented. A display option for luminous intensity distribution as a set of isoparametric surfaces is proposed. A developed and a compact three-dimensional tomographic system to be installed on a nanosatellite as well as a ground-based system are developed to study the plasma formations.

Keywords: low-angle tomography, nanosatellites, convolution method, Fourier transforms, optoelectronic systems, electroluminescence, gas discharge

Data on authors

Oleg V. Phylonin — Dr. Sci., Professor; Samara University, Department of Physics;
E-mail: phylonin@gmail.com

Mikhail A. Petrov — Post-Graduate Student; Samara University, Department of Physics;
E-mail: info@npp-itb.spb.ru

For citation: *Phylonin O. V., Petrov M. A.* The system of three-dimensional tomographic diagnostics of parameters of plasma formations in the Near-Earth space // *Izv. vuzov. Priborostroenie*. 2016. Vol. 59, N 10. P. 847—859 (in Russian).

DOI: 10.17586/0021-3454-2016-59-10-847-859