

Математическое моделирование задач томографической реконструкции параметров индуцированных плазменных образований в условиях ближнего космоса

О.В. Филонин^а, М.А. Петров^а, К.С. Насонов^а

^а Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 443086, ул. Московское шоссе, 34, Самара, Россия

Аннотация

Предложены и обоснованы основные параметры моделей индуцированных плазменных образований, индуцируемых в переменных электромагнитных полях вокруг исследуемых непрозрачных объектов, в условиях ближнего космоса. Рассмотрен метод решения обратной 3D - задачи для диагностики параметров плазменных образований. Проведен сравнительный анализ реконструированных сечений модельной функции индуцированного плазменного образования с использованием ядра свертки при вариации его параметров. Приведены количественные характеристики и графический вид погрешности восстановления сечений. Описана методика выбора оптимальных ядер для свёрточного алгоритма реконструкции.

Ключевые слова: обратные некорректные задачи; 3D-томография; ядро свертки; индуцированное плазменное образование; газовый разряд; наноспутник

1. Введение

В настоящее время происходит интенсивное освоение космического пространства, которое ведётся по широкому комплексу программ, включающих полёты, как по околоземным орбитам, так и по траекториям к другим планетам Солнечной системы. Эффективность освоения космического пространства, при всех прочих равных условиях, зависит от работоспособности, надёжности и длительности существования [1, 2] космических аппаратов. Наличие в околоземном и межпланетном космическом пространстве таких факторов как: солнечный ветер (высокоэнергетические потоки заряженных частиц), космическое излучение, высокоградиентные возмущения магнитных полей на траекториях движения космических аппаратов (КА) [3], рентгеновское и ультрафиолетовое излучения Солнца приводят к резкому снижению надёжности радиоэлектронных устройств (РЭУ), их отказу, разрушению оболочек КА и т.д.

На рис. 1 а) приведены данные о рисках, связанных с изменением космической погоды группировки спутников, выраженные в млрд. долларов. Особенно отрицательно эти факторы влияют на точность и достоверность проведения космических экспериментов [4, 5]: дистанционное зондирование Земли, анализ магнитного поля планеты, её излучательной способности в различных участках спектра, и пр. Дальнейшее развитие космонавтики требует совершенствования существующих и разработки принципиально новых подходов к созданию, эксплуатации и обслуживанию космической техники.

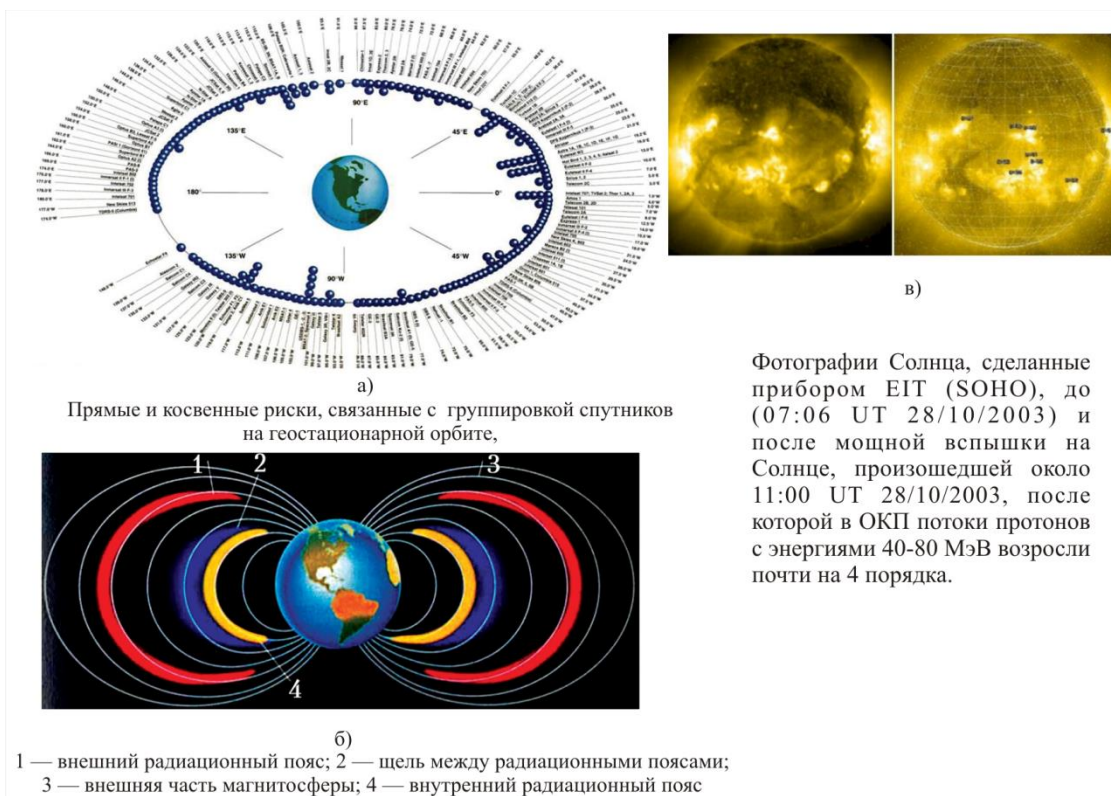


Рис. 1. Актуальность разработки методов исследования космических факторов.

Типичным примером повышения эффективности освоения космического пространства является разработка и внедрение инновационных технологий производства в условиях космического полёта. Одними из наиболее перспективных технологий в этом направлении являются технологии аддитивного производства, в частности, проведение всесторонних исследований влияния микрогравитации, космических излучений, солнечного ветра на технологический процесс 3D-печати. Суть исследований состоит в выполнении сравнительного анализа механических свойств и качества получаемых образцов, изготовленных на МКС, с учётом влияния рассмотренных космических факторов, и на Земле из одного и того же материала при одинаковых значениях технологических параметров. Сравнение характеристик образцов, подверженных облучению высокоэнергетическим рентгеновским излучением, потоками частиц и т.д., изготовленных на борту МКС и на Земле, позволит оценить влияние микрогравитации на изменение качества получаемых образцов. На рис. 1, в) показаны моменты облучения спутников энергичными частицами во время солнечных выбросов и повышения радиации в радиационных поясах. Последние могут вызвать временные аномалии в работе спутников, разрушить важные элементы электроники, привести к деградации солнечных батарей и «слепоте» оптических систем, как телескопов, так и звёздных датчиков ориентации. Особую опасность для космических аппаратов представляют формирующиеся в магнитосфере радиационные пояса (внешний и внутренний пояса Ван Аллена), полярные регионы с открытыми силовыми линиями магнитного поля, аномалии геомагнитного поля в виде Бразильской магнитной аномалии (см. рис. 1, б)). Данные о структуре магнитного поля Земли и его изменениях представлены в атласе магнитного поля Земли [6].

Таким образом, разработка новых, высокоинформативных методов исследования влияния рассмотренных выше космических факторов на работоспособность радиоэлектронных систем и биологические объекты является актуальной задачей.

2. Ультра-малоракурсный метод 3D-реконструкции параметров плазменных индуцированных объектов применительно к условиям ближнего космоса с помощью наноспутников

Авторами разработан новый метод и аппаратная реализация исследования влияния различных космических факторов на работоспособность электронных компонент космических летательных аппаратов и биологических объектов, находящихся в открытом космосе.

Сущность данного метода сводится к следующему. Исследуемый объект, например «работающий» радиоэлектронный компонент (РЭА), помещается в газовую среду – инертный газ ($Ar + Ne$) при давлении в несколько единиц мм. рт. ст. В этой среде создаётся переменное электромагнитное поле $f = (20...40)$ кГц, с помощью разрядного промежутка, в виде плоского конденсатора, при напряжённости $(2..4) \cdot 10^5$ В/м. Пластины разрядного промежутка выполнены из прозрачного материала (стекло) с металлическим напылением из ИТО (In_2O_3)_{0,9} – (SnO_2)_{0,1}). Данный материал является полупроводником p – типа с проводимостью, сравнимой с металлической, где ионы олова служат донорами электронов. В тонких слоях порядка 200 нм, нанесённый на стекло при температуре около 400 °С, материал демонстрирует *высокую прозрачность* и имеет поверхностное сопротивление около 6 Ом.

Внешнее переменное электромагнитное поле проникает в приповерхностные слои исследуемого элемента РЭА, который содержит металлы, полупроводники и пр. Валентные (свободные) электроны приобретают дополнительную энергию, покидают объём данного элемента и производят ионизацию атомов аргона. Кроме того под воздействием переменного электромагнитного поля в смеси инертных газов осуществляется их ионизация (Ar^+, Ne^+, e, e). Таким образом, в газовой среде возбуждается несколько типов разрядов: скользящий, коронный, лавинный, тлеющий, стримерный и т.д., как в зоне Таунсенда, так и в зоне стримерного пробоя. Это приводит к тому, что вокруг исследуемого объекта формируется так называемое *индуцированное плазменное образование*, сопровождающееся интенсивным свечением в видимом диапазоне [7]. Выбранный состав смеси инертных газов обеспечивает свечение в синей, зеленой и красной областях спектра [8]. Под воздействием космического излучения, потоков протонов, ионов, электронов, ускоренных радиационными поясами Земли характер свечения индуцированных плазменных образований резко изменяется, за счёт возникновения несамостоятельных видов разрядов, по сравнению с этим же свечением на поверхности планеты.

Стало быть, анализируя пространственное распределение свечения индуцированных плазменных объектов в различных спектральных диапазонах с помощью методов и средств малоракурсной 3D-томографии можно детально исследовать влияние указанных космических факторов на состояние элементов РЭА и биологических объектов.

Известно [9], что для *прямой трёхмерной реконструкции* исследуемых функциональных распределений разработан ряд методов основанных на обращении Радона, использующих двумерные проекционные (интегральные) данные. Действительно, для однородного евклидова n – мерного пространства преобразование Радона, с учётом символики δ - функций [9], можно записать в виде: $\mathcal{R}g \equiv f(p, \xi) = \int g(\vec{x})\delta(p - \vec{x}\xi)d\vec{x}$. Здесь приняты следующие обозначения: орт \vec{n} , определяющий местоположение данной хорды заменён на параметр ξ , операция $\delta(p - \vec{x}\xi)$ определяет

ориентацию хорд на плоскости, вдоль которых ведётся процедура интегрирования, т.к. интегрирование ведётся по всей гиперплоскости $p = \xi \vec{x} = \xi_1 x_1 + \xi_2 x_2 + \dots + \xi_n x_n$, то пределы интегрирования не указаны. Более удобно

преобразование Радона записывать в операторной форме: $g(\vec{r}) = -\frac{1}{2\pi} B_2 H \frac{\partial}{\partial p} f(p, \vec{n}) = -\frac{1}{2\pi} B_2 H D f(p, \vec{n})$, где

$f(p, \vec{n})$ - искомая функция, B_2 - оператор обратного проецирования, H - оператор Гильберта. Использовать приведённые соотношения Радона для численных расчётов искомых функциональных распределений $f(p, \vec{n})$ невозможно в силу ряда обстоятельств: оператор Гильберта для каждого луча интегрирования имеет точку неопределённости (деление на ноль), задача реконструкции $f(p, \vec{n})$ связана с конечным носителем, при получении проекционных данных мы имеем дело с конечным набором проекций и конечным числом отсчётов в них. Другими словами, в реальных экспериментах мы вынуждены иметь дело с обратными *некорректными* задачами, т.е. функцию $f(p, \vec{n})$ можно восстановить с определённой погрешностью. Для того, чтобы «обойти» точки неопределённости связанные с операциями H , в настоящее время разработано множество методов реконструкции $f(p, \vec{n})$ [9] на основе алгоритмов, использующих преобразования Кормака, интеграла свёртки, преобразований Фурье и т.д. Однако для их реализации в рассматриваемом случае они оказываются совершенно непригодными, т.к. оперируют с большими объёмами данных. Действительно, при регистрации проекционных двумерных данных с помощью быстродействующих ПЗС-матриц, даже для форматов (512×512) пикселей, требуется как минимум 262144 2D – проекционных данных. Это позволяет, с определенной погрешностью, восстановить искомую 3D – функцию в трехмерном пространстве, содержащем 134217728 вокселей. Понятно, что бортовые системы обработки данных и приемопередатчики наноспутника не в состоянии работать с такими объемами. Для решения такого рода задач авторами разработан ультра-малоразмерный метод томографической реконструкции искомых трёхмерных распределений параметров плазменных объектов. Суть предлагаемого метода реконструкции 3D-распределений параметров плазменных объектов можно свести к следующим положениям:

- Исследуемый плазменный объект помещается в центр воображаемой полусферы, расположенной в рабочей камере ультрамалоразмерной томографической системы, аналогично геометрии описанной авторами [10], но в отличие от прототипа в данном случае используется 5 малогабаритных трёхлинзовых микроскопов, входные плоскости регистраций которых оказываются касательными к поверхности сферы. Таким образом, реализуется сфера – тангенциальная геометрия получения двумерных проекционных данных. В данном случае мы получаем всего 5 двумерных проекций, поэтому задача реконструкции относится к ультрамалоразмерной томографии.
- В качестве приёмников оптического излучения используются стекловолоконные планшайбы в сочетании с малогабаритными оптическими микроскопами (цифровой микроскоп Levenhuk DTX 30, увеличение - 20, матрица 2 Мп, максимальный формат видео и изображения 1600x1280, 30 кадров в секунду). Каждый микроскоп управляется малогабаритными вычислительными микропроцессорными модулями с операционной системой Debian. Это позволяет синхронизовать покадровое считывание исходных двумерных проекционных данных.
- С целью уменьшения объёмов исходных данных формат двумерных массивов в каждой проекции пришлось ограничить до (512×512) пикселей. Таким образом, мы имеем 5 двумерных проекционных массивов, определённых в декартовой системе координат: $g_j(x_i, y_i)$, $j = 1, \dots, 5$, $i = 1, \dots, 512$. Далее осуществляется пересчёт декартовых дискретных данных на полярную дискретную сетку, каждый диаметр которой содержит по 512 отсчётов. Эта процедура выполняется на борту наноспутника с помощью вычислительного комплекса состоящего из тех же 5 микропроцессорных систем, которые управляют процедурами покадрового считывания данных с микроскопов.
- Спектральная чувствительность CCD матриц у данных микроскопов имеет ярко выраженные максимумы RGB составляющих изображений в следующих зонах спектра В – (423 нм), G – (520 нм), R – (612 нм), что даёт возможность из исходных цветных проекционных изображений сформировать их RGB составляющие. Таким образом, в конечном итоге на борту наноспутника оказывается сформированными $3 \times 512 \times 5 = 7680$ одномерных массивов содержащих по 512 отсчётов. Затем эти массивы передаются в центр управления полётами.
- Очевидно, что при столь малых исходных данных произвести приемлемую 3D реконструкцию невозможно. Для доопределения исходных двумерных данных, до объёмов, позволяющих произвести полноценную реконструкцию пространственного распределения параметров плазменных объектов – локальных значений интенсивностей температур, концентраций ионной и электронной компонент - авторами предложен следующий подход. Напомним, что каждая двумерная проекция определена на полярной сетке. Вычисляем одномерные преобразования Фурье для каждого диаметра полярной сетки применительно к каждой проекции $F g_j(r_i, (\theta_p - \varphi_p)_i) = G_j(R_i(\Theta_p - \Phi_p)_i)$, где $(r_i, (\theta_p - \varphi_p)_i)$, $(R_i(\Theta_p - \Phi_p)_i)$ - полярные координаты соответствующих отсчётов в сигнальной области и в пространстве Фурье. Таким образом, в пространстве Фурье мы получаем по 5 кругов, определённых на дискретных полярных сетках. Эти круги являются сечениями дискретного Фурье-шара, имеющего диаметр 512 отсчётов в данном случае.
- Для определения недостающих данных в точках, где они отсутствуют, в дискретном шаре Фурье необходимо их вычислить, используя методы интерполяции, свойства симметрии Фурье образов. Это удобно сделать по так

называемым кольцевым гармоникам, которые в этом случае будут иметь замкнутые ломаные линии, касательные к заданной гармонике Ω_k . После этой процедуры мы имеем «дискретный» Фурье шар, каждый отсчёт которого задан в сферической системе координат (R_i, Θ_i, Φ_i) . Важно отметить, что если рассматривать полученный набор данных как трёхмерную функцию, то это просто доопределённый набор одномерных проекционных данных – не более того. Для того, чтобы из этого набора данных сформировать Фурье образ искомой функции, в соответствии с теоремой о центральном сечении, его необходимо домножить на Фурье образ некоторой функции – ядра, которая в сигнальной области связывает декартову и сферическую системы координат. Реально это сделать практически невозможно. Гораздо целесообразнее каждое сечение Фурье шара, состоящее из доопределённых Фурье образов, с помощью одномерных обратных Фурье преобразований для каждого диаметра перевести в пространство сигналов (x_i, y_i, z_i) .

- Таким образом, в пространстве сигналов мы имеем наборы, в том числе и доопределённых двумерных проекционных данных, заданных на полярных сетках. При этом число доопределённых проекционных данных, как показано в [9], должно быть порядка $1,5(n \cdot n \cdot n)$, где n - определяет формат восстанавливаемого массива, в нашем случае $n = 512$. Заметим, что каждый из этих двумерных наборов представляет собой 2D проекцию, заданную на дискретной полярной сетке. Далее осуществляется пересчёт полярных данных в декартовы для каждой проекции и производится процедура фильтрации одномерных проекционных данных, так как каждая строка каждой 2D - декартовой проекции является одномерной проекцией, полученной в сферо – тангенциальной геометрии. Заключительным этапом является процедура обратного проецирования для двумерных проекций, таким образом, производится заполнение трёхмерного дискретного пространства локальными значениями искомого параметров.
- Важнейшим условием наиболее оптимальной реконструкции искомой функции распределения является выбор фильтрующей функции в интеграле свёртки. В отличие от двумерных задач, где возможно использовать подобранное фиксированное ядро в данном случае необходимо изменять его параметры, т.е. использовать так называемое динамическое ядро. При этом вид функции ядра определяется видом искомой функции распределения. Для столь малого числа исходных данных (всего 5 реально полученных проекций) необходимо использовать специальные низкочастотные ядра. Эту задачу можно эффективно решить, используя полный цикл математического моделирования данного эксперимента. Суть его сводится к следующему. На основе реального эксперимента, например, регистрации стримерного разряда в различных ракурсах, подбираются модельные функции – соответствующие распределению интенсивности в данном ракурсе. Затем от двумерных модельных функций получают одномерные проекции, подбирают общий вид фильтрующей функции и производят реконструкцию с помощью алгоритма свёртки – как наиболее быстродействующего. Вычисляют попиксельно абсолютную погрешность между модельной функцией, которую можно считать истинным значением и восстановленным изображением. Изменяя параметры ядра, добиваются минимизации этой погрешности. Эта процедура повторяется для всех реально полученных ракурсов, таким образом, определяются интервалы параметров ядра, что в свою очередь позволяет автоматизировать процесс свёртки, т.е. использовать динамическое изменение параметров.

3. Модельная функция

Исторически томографический подход к решению обратных задач сводится к восстановлению трехмерной функции, используя одномерные проекции ее двухмерных сечений при фиксированной третьей координате, т.е. восстановление происходит послойно (восстанавливается каждое сечение объекта при разных значениях третьей координаты) [10]. Следовательно, для восстановления трёхмерной функции, ставится и решается набор однотипных двухмерных задач. Такой подход оказывается более эффективным с точки зрения вычислений, так как требуется значительно меньший объем памяти и менее сложные вычисления, чем при прямом решении 3D-задачи.

Как уже было отмечено, модельная функция должна наиболее точно отображать функцию распределения искомого параметров. На рис. 2 а) приведена двумерная проекция стримерного разряда, который в общем случае представляет собой сфероподобные плазменные образования, следовательно, для данной двумерной проекции этот стримерный поток целесообразно смоделировать набором двумерных круговых и эллиптических гауссиан (рис. 2 в). Однако такой тип разряда возникает лишь при определённых параметрах разрядного промежутка см. рис. 2 б), в других случаях мы имеем дело с так называемыми разрядами Таунсенда.

Модельная функция в данном случае представляет собой 2D-сечение области 3D-реконструкции и задана на окружности диаметром 256 отсчетов. Математически модельная функция – это двумерная функция переменных (x_i, y_i) при фиксированном значении z_i (в декартовой системе координат). Значения функции в простейшем случае - интенсивность свечения элемента объема пространства, (в общем - концентрация электронной или ионной компонент, спектральные характеристики и т.д). Вид модельной функции, используемой в данной работе, следующий:

$$f(x, y) = A \cdot \sum_{i=1}^N \exp\left[-B_i \left(\left(\frac{x-x_i}{a_i}\right)^2 + \left(\frac{y-y_i}{b_i}\right)^2 \right)\right], \quad (1)$$

где a_i и b_i - полуоси эллипса, в случае окружности они равны R – ее радиусу; N - количество объектов, заданных на сечении.

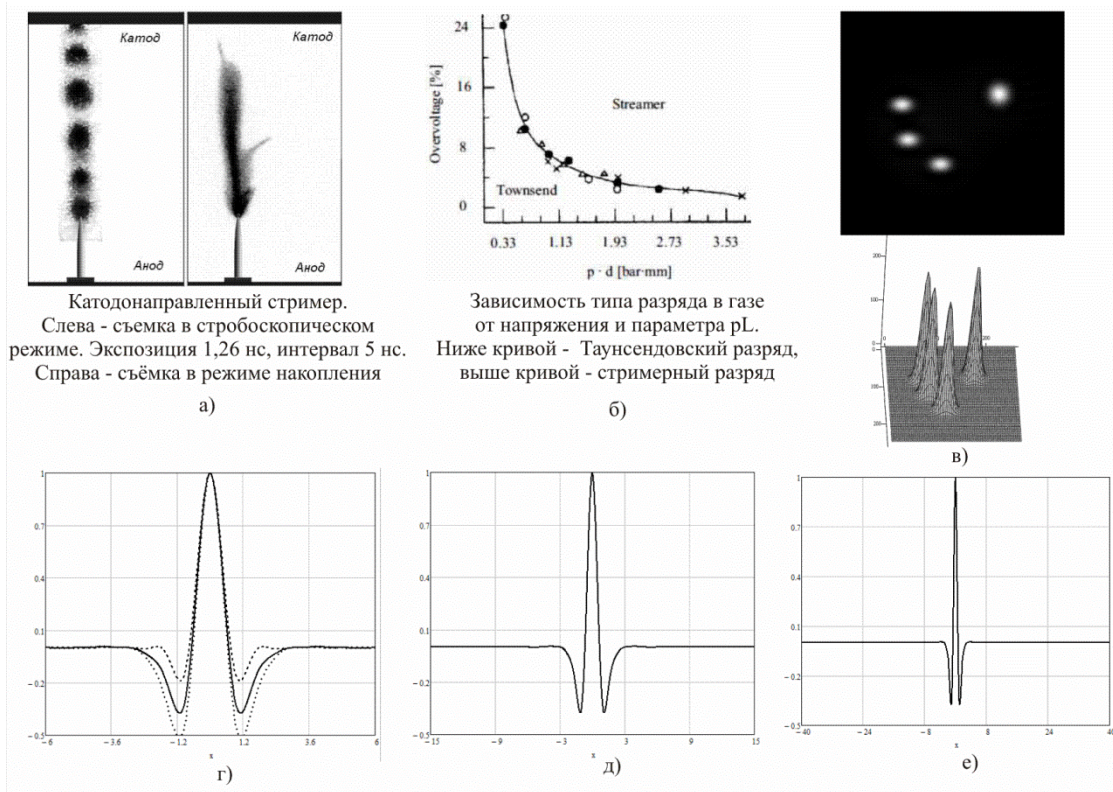


Рис. 2. а) экспериментально полученная проекция стримера, б) области Таунсенда и стримеров, в) модель сечения; аксонометрия модельной функции; г), д), е) вид ядра свертки при различных значениях параметров a и w .

Коэффициент A определяется из условия $f(x_0, y_0) = f_0$, f_0 - максимальное значение функции в центре элемента модели. Коэффициент B определяется из граничных условий $f(R, y_0) = f(x_0, R) = f_R$, где R - координата элемента модели, значение функции в которой равно определенному минимальному значению f_R .

4. Свёрточный алгоритм реконструкции 2D-сечения рассматриваемого трёхмерного объекта

Исходными данными для решения томографической задачи являются проекционные данные, представляющие собой набор двумерных массивов, каждый элемент в которых является лучевой суммой вдоль направления проецирования. При решении задачи «по слоям», то есть при реконструкции множества параллельных сечений восстанавливаемого объекта для решения очередной 2D-задачи, соответственно, из входных массивов вычленяется соответствующая номеру сечения строка. Таким образом, для реконструкции двумерного сечения требуется набор одномерных массивов проекций, полученных под различными углами. Функция проекции, полученная под углом θ , имеет вид:

$$g(l_p; \theta_p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') dy', \quad (2)$$

где $l = r \cdot \cos(\varphi_p - \theta_p)$, $(\varphi_p - \theta_p)$ - угол, под которым направлен в точку с координатами $(x'; y')$ радиус-вектор \vec{r} .

Вычислим одномерные преобразования Фурье для каждого угла θ_p , индекс p относится к проекциям:

$$F(R_p; \theta_p) = \int_{-\infty}^{\infty} g(l; \theta_p) e^{-2\pi i R l} dl \quad (3)$$

Тогда обратное двумерное преобразование Фурье будет иметь вид:

$$f(r, \varphi_p) = \int_0^{\infty} d\theta_p \int_0^{2\pi} F(R, \theta_p) \exp[2\pi i R r \cos(\varphi_p - \theta_p)] R dR = \int_0^{\pi} d\theta_p \int_{-\infty}^{\infty} |R| F(R, \theta_p) \exp[2\pi i R r \cos(\varphi_p - \theta_p)] dR \quad (4)$$

Введём «новую» функцию $g'(l; \theta)$, которая должна быть определена следующим образом [9]:

$$g'(l; \theta_p) = \int_{-\infty}^{\infty} (R(F(R; \theta_p)) \exp(2\pi i R l) dR.$$

Тогда с учетом (3) и (4) запишем в виде: $f(r, \varphi_p) = \int_0^\pi g'(l; \theta_p) [r \cos(\varphi_p - \theta_p)]_l \theta_p d\theta_p$.

Данное выражение определяет процедуру обратного проецирования для «исправленных» функций проекций. Выполним обратное преобразование Фурье, используя выражение следующим образом [11]:

$$|R| F(R; \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} g'(l; \theta) \exp(-2\pi Rl) dl \quad (5)$$

Фурье образы (3) и (5) отличаются только множителем $|R|$. Образ функции $|R|$ в двумерном Фурье-пространстве – конусообразная поверхность, образующая которой составляет угол $\frac{\pi}{4}$ к Фурье-плоскости. Следовательно, задача сводится к тому, чтобы найти Фурье-образ от функции $|R|$ в пространстве сигналов. Важно отметить, что принципиально эту операцию выполнить нельзя, она лишь говорит о том, что преобразование Фурье является частным случаем преобразования Радона, которое можно представить лишь в виде специальных функций. Предположим, что это удалось сделать, т.е. удалось вычислить функцию $g(l) = F^{-1}\{|R|\}$, то есть:

$$g(l) = \int_{-\infty}^{\infty} |R| \exp(2\pi i Rl) dl \quad (6)$$

Тогда можно воспользоваться теоремой о свёртке, т.к. (6) свёртка в пространстве Фурье, а именно в виде:

$$g'(l; \theta_p) = \int_{-\infty}^{\infty} g(l_1; \theta_p) q(l - l_1) dl_1 \quad (7)$$

Таким образом, задача реконструкции 2D-сечения восстанавливаемого трехмерного объекта сводится к нахождению ядра свертки.

5. Анализ качества восстановления сечения модельной функции при различных параметрах ядра свертки

5.1. Общий вид функции ядра свертки.

В качестве ядра свёртки авторами предложено использовать следующую функцию:

$$q(l) = (\text{sinc}(4l) - a \cdot \text{sinc}(2l - \pi) - a \cdot \text{sinc}(2l + \pi)) \cdot \text{sinc}(l)^2, \quad (8)$$

вид которой при различных значениях параметра a приведён на рис. 2, г). Как видно из рисунка, с ростом a увеличивается глубина провала функции в отрицательную область (минимальный провал при $a = 0.1$, максимальный при $a = 0.8$), при этом практически не меняется ширина центрального лепестка. Так как все вычисления, выполняемые для решения рассматриваемой 3D-задачи, совершаются в дискретном виде, то необходимо от непрерывной функции (8) перейти к её дискретному представлению. Все отличие последнего будет заключаться в изменении аргумента l :

$$l = \left(\frac{n}{N} - \frac{1}{2}\right) \cdot w,$$

где n – номер отсчёта, меняющийся от 0 до $N-1$; N – число отсчётов, равное 256; w – параметр, задающий ширину области определения ядра. Вид функции при различных значениях параметра w приведён на рис. 2, д), е). Можно отметить, что с ростом w уменьшается ширина центрального лепестка, а с ним и ширина провалов функции ядра в отрицательную область.

5.2. Анализ погрешности реконструкции модельного сечения.

Результатом процедуры свертки массива проекций с ядром явился массив «свернутых» проекций. На рис. 3 приведены графики ядра свертки, проекций под различными углами и графики тех же самых проекций, свёрнутых с ядром. Очевидно, функция проекции не может иметь отрицательных значений. Напротив, функция проекции, свёрнутая с ядром, должна иметь отрицательные области [12], и имеет их. Это необходимо для того, чтобы компенсировать методические погрешности восстановления двумерной функции методом обратного проецирования. Кроме возникновения отрицательных значений, свёрнутая проекция имеет более ярко выраженные, по сравнению с функцией проекции, максимумы и минимумы, что объясняется усилением верхних частот.

Следующим шагом в алгоритме реконструкции сечения является процедура обратного проецирования. На рис. 4 приведены реконструированные методом обратного проецирования модельные сечения $\tilde{f}(x, y)$ и разностные функции $\delta(x, y)$ при различных параметрах. Разностная функция представляет собой массив абсолютных погрешностей восстановления функции в каждой точке, принадлежащей её области определения, и вычисляется следующим образом:

$$\delta(x, y) = |f(x, y) - \tilde{f}(x, y)|, \quad (9)$$

где $f(x, y)$ - модельная функция, которая выбирается в качестве истинного значения. Результаты вычисления относительной погрешности восстановления модельного сечения для различных значений параметров ядра свертки отражены в таблице 1.

Как видно из таблицы 1, минимальная погрешность δ_{\min} соответствует ядру с параметрами $a = 0.5; w = 40$ ($\delta_{\min} = 1.47\%$). Таким образом, для данной задачи восстановления функции распределения свечения вокруг плазменного объекта определены оптимальные параметры ядра свертки.

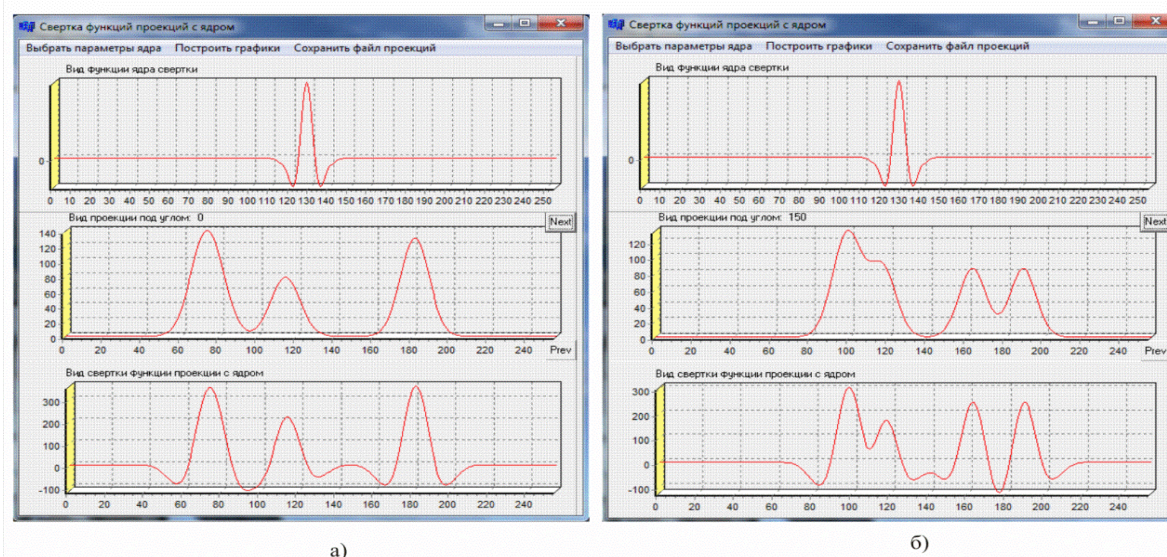


Рис. 3. Вид функции ядра, проекций, свёрнутых проекций под углами 70° и 150°.

Таблица 1. Относительные погрешности реконструкции 2D-сечений

Значение параметра ядра a	Значение параметра ядра w	Относительная погрешность δ , %
0.1	10	14.96
0.1	40	10.32
0.1	80	11.15
0.3	10	10.57
0.3	40	6.85
0.3	80	9.55
0.5	10	8.36
0.5	40	1.47
0.5	80	5.22
0.7	10	6.82
0.7	40	2.24
0.7	80	7.04

6. Заключение

Приведены данные, разъясняющие актуальность создания систем, изучающих влияние космических факторов на космические аппараты, биологические тела в космосе и элементы РЭА. Предложен новый метод получения и реконструкции ультрамалоракурсной томографической диагностики параметров индуцированных плазменных образования для условий ближнего космоса. Разработана модельная функция сечения области пространственной реконструкции интенсивности свечения индуцированного плазменного образования. Предложено динамическое ядро свертки для сверточного алгоритма 3D-реконструкции.

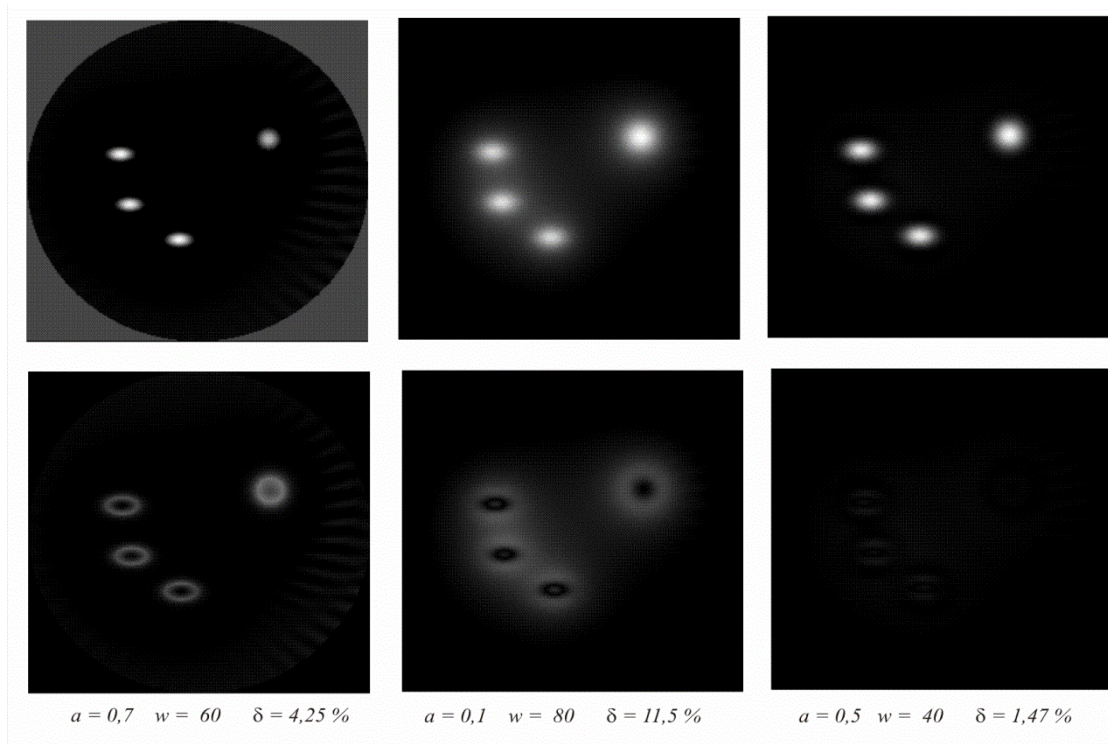


Рис. 4. Графическое представление восстанавливаемых сечений (вверху) и значения абсолютной погрешности – попиксельно (внизу), указаны параметры ядра и погрешности восстановления.

Литература

- [1] Жаков, А. М. Основы космонавтики / А.М. Жаков – СПб: Политехника, 2000. – 173 с.
- [2] Гэтланд, К. Космическая техника. Перевод с англ / К. Гэтланд – М.: Мир, 1986. – 256 с.
- [3] Жуков, С. А. Актуальные проблемы российской космонавтики / С.А. Жуков, И.М. Моисеев // Отраслевой журнал по спутниковой навигации «Вестник ГЛОНАСС». – 2011. – № 1. – С. 49–54.
- [4] Wong, K.V. A Review of Additive Manufacturing / K.V. Wong, A.Hernandez // ISRN Mechanical Engineering. – 2012. - Vol. 2012. – P. 1-10.
- [5] Mohamed, O.A. Effect of Process Parameters on Dynamic Mechanical Performance of FDM PC/ABS Printed Parts Through Design of Experiment / Mohamed O.A., Masood S.H., Bhowmik J.L., Azadmanjiri J // Journal of Materials Engineering and Performance. – 2016. – Vol. 25. – P. 2922-2935.
- [6] Атлас магнитного поля Земли / под ред. Гвишиани А.Д., Фролова А.В., Лапшина В.Б. – Москва: ГЦ РАН, 2012. – 364 с.
- [7] Ling, Y. Wei. Lichtenberg figures of corona discharge at low frequencies / Y. Wei Ling // Electrical Journal of Applied Physics. – 1976. – Vol. 11.
- [8] Энциклопедия низкотемпературной плазмы (том 1, разделы 1-3) / под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. – 633 с.
- [9] Филонин, О.В. Малоракурсная реконструктивная томография в физическом эксперименте / О.В. Филонин – Saarbrucken, Germany: Palmarium Academic Publishing, 2012. – 606 с.
- [10] Филонин, О.В. Система трехмерной томографической диагностики параметров плазменных образований в условиях ближнего космоса / О.В. Филонин, М.А. Петров // Известия вузов. Приборостроение. – 2016. – № 10. – С. 847-859.
- [11] Губарени, Н.М. Вычислительные методы и алгоритмы малоракурсной компьютерной томографии / Н.М. Губарени – Киев: Наукова Думка, 1997. – 328 с.
- [12] Филонин, О.В. Малоракурсная томография / О.В. Филонин – Самара: СНЦ РАН, 2006. – 256 с.