

МЕТОДЫ ЭМИССИОННОЙ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.И. Денисов, Ю.А. Захаренков, А.А. Кологривов, В.В. Пикалов,
Н.Г. Преображенский, А.А. Рупасов, Г.В. Склизков, Н.В. Шаропова,
А.С. Шиканов

Разработан алгоритм томографического восстановления светимости и электронной концентрации плотной неоднородной плазмы с учетом реальных траекторий лучей. Точность восстановления проверена в модельных расчетах. Выполнена реконструкция трехмерного распределения рентгеновской эмиссии плазмы на установке "Кальмар".

Рассмотрим итерационный алгоритм, основанный на учете реальных траекторий лучей на стадии выполнения операции обратного проектирования. Задача определения характеристик плазмы (в отсутствие поглощения) в операторном виде имеет вид:

$$R\varphi = f, \quad (1)$$

где R — оператор криволинейного интегрирования; f — известная, φ — искоемая функции. В обычной постановке, когда пренебрегают отклонением траекторий от прямых, оператор R отвечает преобразованию Радона R_0 , обращение которого R_0^{-1} содержит этапы фильтрации и обратного проектирования. В работе [1] предложено следующее обобщение алгоритма Ча — Веста [2]:

$$\varphi^{(N)} = \varphi_0 + \sum_{i=1}^N a_i \varphi_{i-1}, \quad a_i \in (0; 1],$$
$$\varphi_0 = R_0^{-1}f, \quad \varphi_i = R_0^{-1}(f - f_i), \quad (2)$$

$$f_i = R(\varphi^{(i-1)} + n_0) - R_0 n_0, \quad \varphi^{(0)} \equiv \varphi_0,$$

где a_i — параметры релаксации; N — номер последней итерации; $f - f_i$ — невязка исходной проекции псевдопроекции, рассчитанной по решению на предыдущей итерации $\varphi^{(i)}$ по (1); n — показатель преломления. В данной работе в схеме (2) предлагается заменить оператор R_0^{-1} на такой оператор \tilde{R}_0^{-1} , в котором вместо стадии обратного проектирования используется обратное

распространение волны, т.е. происходит обращение волнового фронта на регистрирующем экране. В этом случае оператор обратного проектирования имеет вид:

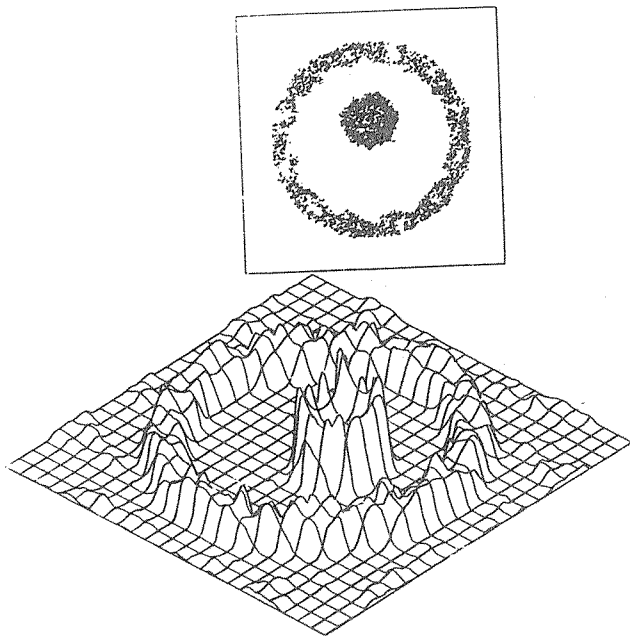
$$\varphi(x, y) = B_r [\tilde{f}_\xi(p)] \equiv \int_0^\pi d\xi \tilde{f}(s) |_{s=s_0(\xi)} \quad (3)$$

Функция $s_0(\xi)$ в (3) получается как решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений (при $x = L$, где L — расстояние до экрана от начала координат)

$$ds/dx = \operatorname{tg} \gamma, \quad d\gamma/dx = (\partial n / \partial s - \operatorname{tg} \gamma \partial n / \partial x) / n \quad (4)$$

для того луча $s(x)$, который проходит через заданную в (3) точку (x, y) под углом γ к оси x .

Численное моделирование по восстановлению показателя преломления с учетом рефракции показало, что приемлемый уровень точности достигается лишь при значительном числе направлений зондирования, что трудно выпол-



Р и с. 1. Результат восстановления модельной функции, характерной для локального излучения в рентгеновском диапазоне спектра.

нить в эксперименте. Тем не менее, развитый алгоритм позволяет сопоставлением расчетной и реальной интерферограмм получить пространственное распределение плотности плазмы /3/.

При обработке рентгеновских обскурограмм для квантов с энергией 2 – 6 кэВ рефракция незначительна. Поэтому наиболее эффективным способом восстановления трехмерного распределения локальных коэффициентов излучения плазмы является сведение трехмерной задачи к набору двумерных, когда в отдельных плоскостях по одномерным проекциям решается обычная задача инверсии Радона /4, 5/. Но если по условиям диагностического эксперимента всесторонний обзор плазмы в диапазоне углов, $[0, \pi]$ затруднен, приходится использовать алгоритмы непосредственно трехмерной томографии. В работах /1, 3/ предложен такой алгоритм обработки обскурограмм, основанный на двумерной фильтрации проекций с последующим трехмерным обратным проектированием:

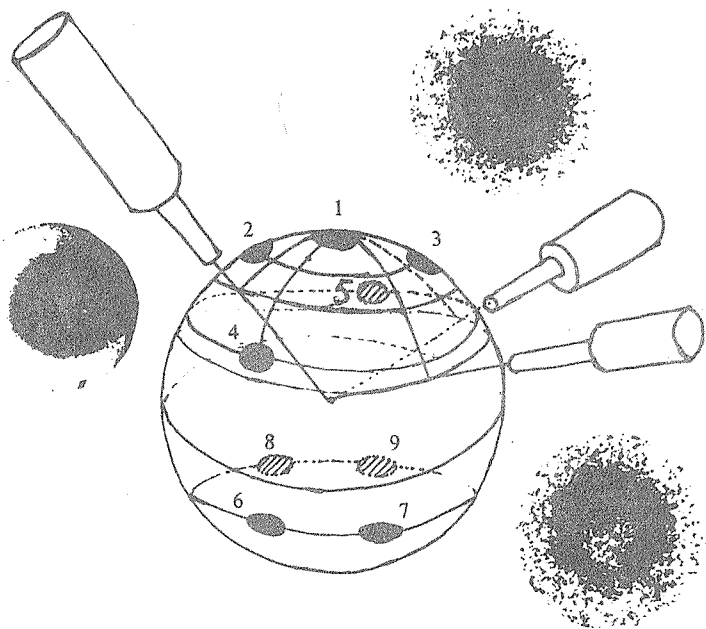
$$\varphi(x, y) = B^{(3)} \left\{ F_{\xi, \eta}(y', z') \right\} \equiv \frac{1}{4\pi^3} \int_{\Omega} F_{\xi, \eta}(y', z') d\Omega, \quad (5)$$

$$F(y', z') = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int \frac{[f(y', z') - f(y, z)]}{[(y' - y)^2 + (z' - z)^2]^{3/2}} dy dz, \quad C = \text{const},$$

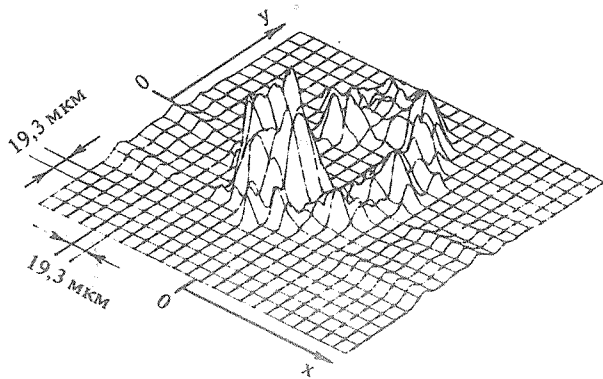
где $B^{(3)}$ – оператор обратного проектирования (интегрирование ведется по полусфере Ω); $f(y, z)$ – двумерные проекции (в частности, обскурограммы), снятые для набора углов $\{\xi_j, \eta_j\}$.

На рис. 1 показан пример восстановления с помощью алгоритма (5) сильно неоднородного распределения светимости по набору модельных обскурограмм. Восстановление проводилось по трем двумерным проекциям для несимметричной модели, состоящей из внешней тонкой сферической оболочки и внутреннего смещенного из центра источника. Видно, что трех проекций достаточно для качественного восстановления структуры объекта.

Разработанный алгоритм был применен для обработки обскурограмм, полученных на установке "Кальмар" /6/. Восстановление объемной светимости проводилось по двумерным изображениям в рентгеновском излучении в диапазоне энергий квантов 2 – 6 кэВ, зарегистрированным в трех каналах наблюдения с помощью камер-обскур (рис. 2). Микрофотографическая обработка обскурограмм проводилась на автоматическом микроденситометре АМД-1 с шагом по фотопленке 25 x 25 мкм при полном количестве отсчетов 32 x 32 = 1024.



Р и с. 2. Схема регистрации рентгеновских изображений плазмы с помощью камер-обскур (кружками отмечены оси греющих пучков) и изображения, полученные в трех каналах наблюдения. (Мишень SiO_2 диаметром 165 мкм с неоднородной толщиной стенки 4,0 – 4,4 мкм).



Р и с. 3. Восстановленная томограмма локальных коэффициентов эмиссии в относительных единицах и линейном масштабе для обскурোগрамм рис. 2 (сечение $z = 45$ мкм).

Для применения алгоритма (5) необходимо введение локальных систем координат на каждой обскурограмме. Это осуществлялось переходом в центр масс обскурограммы. Тем самым восстановленное изображение привязывалось к центру масс всего объекта. Шумы измерений устранялись процедурой двумерного сглаживания, основанной на усреднении значений функции в ближайших узлах сетки 3×3 .

С помощью разработанного алгоритма было выполнено трехмерное восстановление локальных коэффициентов эмиссии лазерной плазмы для десяти поперечных сечений. На рис. 3 дано изображение восстановленной томограммы свечения плазмы в одном из рассчитанных сечений, а именно $z = 45$ мкм. Плоскость этого сечения ориентирована параллельно плоскости экватора на схеме измерений (рис. 2). Несимметричность полученной томограммы связана с неоднородностью толщины стенки мишени. Точность томографического восстановления может быть повышена при оптимальном расположении камер-обскур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. Оптика и спектроскопия, 58, в. 6, 1357 (1985).
2. Cha S., Vest C.M. Appl. Opt. 20, 2787 (1981).
3. Захаренков Ю.А. и др. Сборник докладов III Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983, с.89.
4. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Новосибирск, Наука, 1982.
5. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. УФН, 141, вып. 3, 469 (1983).
6. Басов Н.Г. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. Итоги науки и техники, сер. радиотехника, т. 26. М., ВИНТИ, 1982, ч. 1.

Поступила в редакцию 22 июля 1985 г.