

УДК 533:53.087.7

ПРИМЕНЕНИЕ НОВОГО ТИПА КОДИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2023 г. А. А. Кологривов^{а, *}, А. А. Рупасов^а, Е. А. Болховитинов^а,
О. П. Иванов^б, В. Н. Потапов^б, И. А. Стучебрюхов^{а, с}, С. А. Абросимов^с

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

^бНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^сИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия

*E-mail: kologrivovaa@lebedev.ru

Поступила в редакцию 27.02.2022 г.

После доработки 18.08.2023 г.

Принята к публикации 22.08.2023 г.

Для исследования пространственного распределения интенсивности источника мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы была применена кодирующая апертура нового типа. Эта апертура представляет собой структуру со взаимно-перпендикулярным расположением непрозрачных полос, расстояния между которыми и их ширины рассчитывались с использованием генератора случайных чисел. Излучение, прошедшее сквозь такую апертуру, дает сложную картину закодированного изображения, которая регистрировалась на флуоресцентную запоминающую пластину Fuji TR без защитного покрытия. Для восстановления из этой картины пространственного распределения интенсивности излучения плазмы был разработан математический алгоритм, который представляет собой итерационный метод решения некорректно поставленной задачи — интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода. Было показано, что использование кодирующей апертуры не только многократно увеличивает светосилу системы регистрации, но и позволяет получить пространственное разрешение не хуже, чем при использовании камеры-обскуры. Установлено, что разработанный итерационный метод может применяться как для источников, близких к точечным, так и для протяженных объектов.

Ключевые слова: лазерная плазма, мягкое рентгеновское излучение, кодирующая апертура, метод максимального правдоподобия, камера-обскура, пространственное разрешение

DOI: 10.56304/S2079562923010141

ВВЕДЕНИЕ

Важную информацию о процессах, происходящих в высокотемпературной плазме (например, лазерной плазме, плазме высоковольтного вакуумного разряда, плазме взрывающихся проволок и т.п.), дает исследование рентгеновского излучения с пространственным разрешением. Для этой цели в экспериментальной практике широко применяется камера-обскура, представляющая собой отверстие малого диаметра в непрозрачном для рентгеновского излучения экране. Важнейшим преимуществом камеры-обскуры является простота изготовления и применения. Однако, из-за низкой светосилы камеры-обскуры энергии излучения, попавшего на детектор, часто оказывается недостаточно для получения качественного изображения. Это заставляет искать другие средства для получения изображения исследуемого плазменного объекта. Одним из таких средств является кодирующая апертура (КА), которая пред-

ставляет собой структуру пересекающихся взаимно-перпендикулярных прозрачных и непрозрачных полос. Такая КА была применена в совместных экспериментах ФИАН и ИОФ РАН по исследованию изображений лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне на установке “Камертон-Т”. КА представляла собой маску, изготовленную из золотой фольги толщиной 10 мкм, состоящую из взаимно-перпендикулярных полосок шириной от 7 до 50 мкм. Пространство между полосками ничем не заполнено, и таким образом эта структура представляет собой как бы маску из большого числа обскур различного размера (рис. 1).

Используемая в наших экспериментах кодирующая апертура имела размер 0.9×0.9 мм². Прозрачность такой КА составляла ~30%, что в нашей геометрии по светосиле эквивалентно камере-обскуре диаметром ~0.56 мм. При таком диаметре отверстия и геометрических параметрах применявшейся схемы диагностики простран-

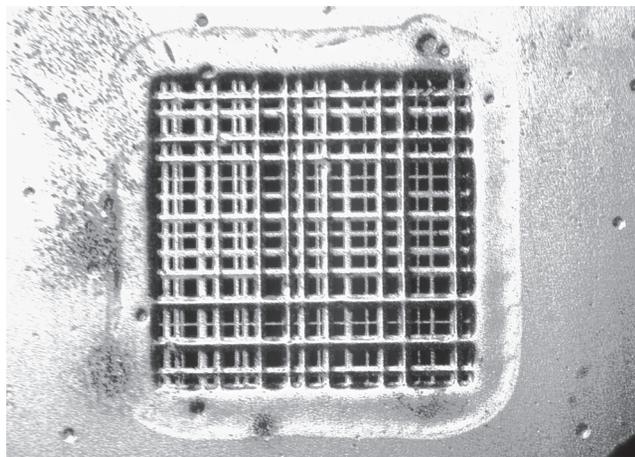


Рис. 1. Вид кодирующей апертуры под микроскопом.

ственное разрешение было бы ~ 0.7 мм, что явно недостаточно для определения геометрических характеристик исследуемого источника. При этом использование кодирующей апертуры, как будет видно из дальнейших расчетов, увеличивает не только светосилу системы по сравнению с камерой-обскурой на 2–3 порядка, но и позволяет получить более высокое пространственное разрешение.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке “Камертон-Т” (ИОФ РАН) [1], представляющей собой лазер на неодимовом стекле, работающий в пикосекундном режиме, излучение которого преобразуется во вторую гармонику (длина волны $\lambda = 532$ нм), с длительностью импульса $\tau = 70$ пс и энергией в импульсе 1–4 Дж. При диаметре пятна фокусировки ~ 100 мкм плотность потока составляла $\sim (1.5-6) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Это излучение фокусировалось по нормали на плоскую массивную медную мишень, расположенную в камере, где под-

держивался вакуум на уровне $\sim 10^{-5}$ торр. Лазерная установка “Камертон-Т” работала в однократном импульсном режиме, поэтому от диагностической аппаратуры требовалась высокая чувствительность для того, чтобы можно было зарегистрировать пространственное распределение интенсивности мягкого рентгеновского излучения (МРИ) плазмы за один выстрел. Примененная в наших экспериментах схема регистрации кодированного изображения источника МРИ на флуоресцентной запоминающей пластине (ФЗП) с помощью КА представлена на рис. 2. Направление регистрации составляло угол 45° по отношению к направлению лазерного пучка.

Использовалась КА (размером 0.9×0.9 мм²), которая по структуре близка к КА типа PNP – Pseudo-noise-product (псевдо случайное произведение) [2]. Регистрация кодированного изображения осуществлялась на ФЗП Fuji TR без защитного покрытия, что позволяло повысить чувствительность к мягкому рентгеновскому излучению. ФЗП под воздействием рентгеновских лучей формирует скрытое изображение, которое затем считывается специальным сканером. Сканер поочередно направляет излучение монохроматического лазерного источника в видимом диапазоне на каждую точку экспонированной рентгеновским излучением ФЗП и регистрирует интенсивность флуоресцентного свечения в этой точке. Интенсивность свечения напрямую зависит от концентрации активированных центров флуоресценции, которая, в свою очередь, пропорциональна дозе облучения. Шаг сканирования составлял 15–25 мкм. В наших экспериментах расстояние от источника до КА составляло $r_{sa} = 34$ см, а от КА до плоскости регистрации – $r_{ad} = 82$ см (рис. 2). Выбор именно таких расстояний определялся техническими возможностями размещения КА и ФЗП.

На рис. 3а представлено схематическое изображение применявшейся КА, а на рис. 3б – кодированное изображение, сформированное на де-

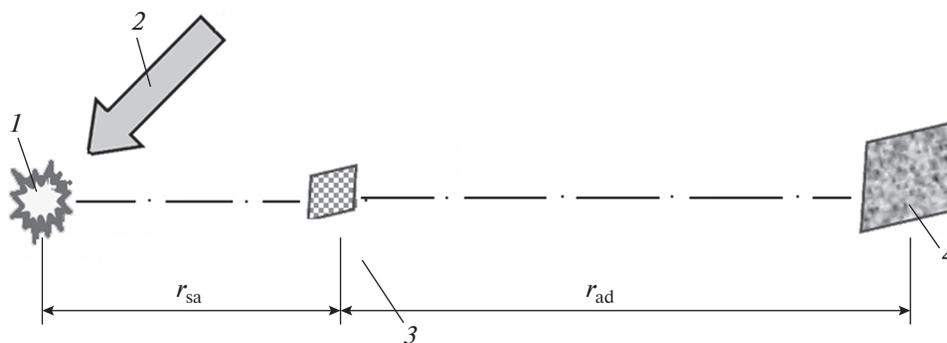


Рис. 2. Схема эксперимента по получению кодированного изображения источника излучения: 1 – лазерная плазма; 2 – направление греющего лазерного пучка; 3 – кодирующая апертура; 4 – запоминающая пластина в качестве детектора.

текторе после прохождения рентгеновского излучения через КА. В ряде экспериментов вместо КА была установлена камера-обскура диаметром 25 мкм для сопоставления результатов математического восстановления изображения плазмы из теневой картины, полученной через КА, с реальным экспериментально сформированным изображением.

2. ОПИСАНИЕ ПРИМЕНЯВШЕЙСЯ КОДИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ НОВОГО ТИПА

Применявшаяся в экспериментах КА напоминает (но не совпадает) кодирующую структуру PNP-типа, описанную в [2]. КА (маска) на основе PNP структуры, имеющая самонесущий узор, известна уже давно и для нее существует способ вычисления корреляционной (декодирующей) матрицы C , с помощью которой исходное изображение источника S вычисляется простой сверткой матрицы F , представляющей оцифрованную теневую картину, с этой корреляционной матрицей C , так что $S = F * C$ (* — знак свертки матриц). Математически восстанавливаемые таким способом изображения имеют при отсутствии шумов хорошее совпадение с исходными модельными изображениями. Однако для маски PNP-типа прозрачность узора всегда составляет 25% и алгоритм построения дает возможность построить маски только с определенным числом элементов, что ограничивает возможность ее применения.

Применявшаяся в наших экспериментах маска нового типа тоже имеет самонесущий узор, но отличается от маски, основанной на PNP структуре. Для нашей маски ширина непрозрачных полосок и расстояние между ними выбирались просто с помощью генератора случайных чисел, а не по специальному алгоритму псевдо-шумовой последовательности, как у PNP-маски. Это позволяет при заданном минимальном элементе структуры создавать маски практически произвольного размера и с прозрачностью, которую можно задавать в широком диапазоне значений. Это в свою очередь дает возможность оптимизировать эффективность таких масок для исследования источников разной протяженности и интенсивности. В частности, для наших экспериментов была изготовлена маска с 30% прозрачностью узора и минимальным размером элемента структуры 7.7 мкм. Это теоретически может дать разрешение в 3 раза лучше, чем у применявшейся камеры-обскуры диаметром 25 мкм, которая в нашей геометрии позволяет получить пространственное разрешение по источнику лишь 35 мкм. При этом значительно повышается чувствительность системы, а значит и качество изображения.

Для используемой в наших экспериментах маски корреляционная C -матрица сначала была рассчитана по алгоритму PNP, и мы промоделировали

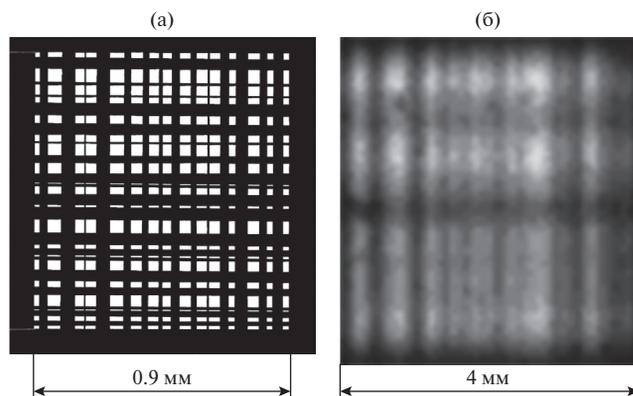


Рис. 3. (а) Внешний вид кодирующей апертуры; (б) закодированное изображение, формирующееся на детекторе.

использование этой матрицы для восстановления изображений различных модельных источников. При таком подходе восстанавливались практически без артефактов только источники, близкие к точечным. Протяженные источники реконструировались с изменением формы, артефактами и значительным шумом. Таким образом, корреляционный подход декодирования дает правильную форму и характерные размеры источника в восстановленном изображении только для источников, близких к точечным, тогда как для источников более сложной конфигурации использование этого подхода неприменимо, и требуется искать другой метод восстановления изображения источника.

3. ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ИЗ ТЕНЕВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ КОДИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ НОВОГО ТИПА

Для реконструкции изображений протяженных источников с использованием маски нового типа необходимо рассмотреть более общий подход. Такой подход связан с решением интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$F(\vec{r}) = \int_{\Delta S} G(\mathbf{r}, \mathbf{R}) S(\mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (1)$$

где $F(\mathbf{r})$ — функция, описывающая теневое изображение источника, сформированное КА в плоскости экрана 4 рис. 2; $S(\mathbf{R})$ — функция истинного распределения интенсивности излучения в плоскости расположения источника; $G(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — инструментальная функция кодирующей апертуры (формально соответствует теневому изображению кодирующей апертуры от точечного источника

единичной интенсивности, расположенного в точке \mathbf{R} в плоскости источника, и определяется апертурной матрицей); ΔS – область интегрирования в плоскости источника в пределах его геометрического размера.

Задача о решении интегрального уравнения (1) относится к классу некорректных задач. Существуют устойчивые численные методы решения таких задач, один из которых был разработан М.З. Тараско и называется методом максимального правдоподобия [3], который позже стал широко известен как метод Ричардсона–Люси [4, 5]. Этот метод и был реализован для решения нашей задачи. Для этого уравнение (1) следует преобразовать в систему уравнений:

$$\mathbf{f}_j = \sum_{i=1}^M g_{ji} \times \mathbf{S}_i; \quad j = 1, \dots, N, \quad (2)$$

где \mathbf{f}_j и \mathbf{S}_i – одномерные массивы (векторы) размера N и M , в которые записываются значения величин цифрового сигнала точек теневого изображения (N значений) и исходного изображения источника (M значений); g_{ji} – аппаратная функция системы (маски).

Для использования итерационного метода (метода максимального правдоподобия М.З. Тараско) необходимо перенормировать элементы системы уравнений (2). Эти перенормировки вводятся для того, чтобы провести рассмотрение задачи с точки зрения теории вероятности (при этом необходимо, чтобы вероятностные компоненты не превышали значения равно 1) [3]. Перенормированные таким образом элементы приобретают вид:

$$\hat{f}_j = \mathbf{f}_j / \sum_{j=1}^N \mathbf{f}_j, \quad \hat{g}_{ji} = g_{ji} / \sum_{j=1}^N g_{ji}, \\ \hat{S}_i = S_i \left[\sum_{j=1}^N \hat{g}_{ji} / \sum_{j=1}^N \hat{f}_j \right].$$

Итерационный процесс осуществляется в соответствии с выражением:

$$\hat{S}_i^{(n+1)} = \hat{S}_i^{(n)} \sum_{j=1}^N \left[\hat{g}_{ji} \hat{f}_j / \sum_{i=1}^M (\hat{g}_{ji} \hat{S}_i^{(n)}) \right],$$

где $\hat{S}_i^{(n)}$ – результат n -й итерации, минимизирующей функционал направленного расхождения

$$J(\hat{S}^{(n)}) = \sum_{j=1}^N \hat{f}_j \lg \left[\hat{f}_j / \sum_{i=1}^M \hat{g}_{ji} \hat{S}_i^{(n)} \right].$$

Этот функционал получен путем преобразования функционала, введенного в [3], и минимизируется итерационным процессом. Вопрос о завершении итерационного процесса не может быть однозначно определен этим функционалом, поскольку на результат вычисления влияют статистические

флуктуации. Следовательно, наиболее разумным завершением итерационного процесса является достижение требуемой точности, т.е. выполнение условия

$$\sum_{i=1}^M \left| \frac{S_i^{(n)} - S_i^{(n-1)}}{S_i^{(n-1)}} \right| S_i^{(n)} \leq \rho,$$

где ρ – заданный параметр. Опыт восстановления тестовых изображений показал, что когда значение введенного параметра ρ становится меньше 1%, итерационный процесс может быть остановлен.

4. ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ РАЗРАБОТАННОГО ИТЕРАЦИОННОГО МЕТОДА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К УСЛОВИЯМ ДАННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотренный выше алгоритм был реализован в виде программы для персонального компьютера (ПК). Компьютерная реализация алгоритма тестировалась и проверялась на рассчитанных теневых изображениях, моделирующих изображения от различных источников излучения. Моделировались источники различной формы и размера, изменялись геометрические параметры эксперимента r_{sa}, r_{ad} .

Из-за того, что использовалась матрица с большим числом элементов, для применения алгоритма требуются значительные вычислительные ресурсы. Поэтому для работы с теневыми картинками, получение которых возможно в условиях эксперимента, то есть с картинками, которые могут иметь размер более 300×300 пикселей, оказалось необходимым уменьшать объем входных данных процедурой биннинга, т.е. заменой нескольких соседних пикселей, образующих квадрат, одним пикселем с усредненным значением координаты и интенсивности. Для сжатых таким способом изображений до размера, например, 80×80 пикселей время проведения 200 итераций составляет на ПК порядка 10 мин. Для больших несжатых исходных изображений это время может достигать нескольких часов. До определенного предела биннинг не приводит к исчезновению важных деталей в теневой картине, а происходит только фильтрация шумов запоминающей пластины и процедуры считывания.

Казалось бы, сократить время программной обработки изображений можно, если сканировать данные с большим шагом и получать теневые картины с крупным пикселем и тогда программный биннинг не потребуется. Однако, при этом навсегда теряется изначальная информация об изображении, которая может оказаться необходимой для выявления мелких деталей изображения. Кроме того, программный биннинг больших изображений оказывается лучше для восстановления – восстановленные изображения при этом имеют лучшее пространственное разрешение.

Отладка и тестирование метода проводились при компьютерной реконструкции нескольких изображений источников, близких по размеру к точечным. Проведенное моделирование показало надежность алгоритма. С помощью моделирования формирования теневых картин и восстановления по ним исходных изображений можно подготовиться к эксперименту: изучить как характеристики созданной маски (такие как ее максимальный размер, ширина полос и их количество) влияют на качество полученного изображения, т.е. на частотно-контрастную функцию и возможность обнаружения слабого источника при наличии шума. Восстановление изображений модельных источников показывает, что при биннинге со сжатием в 2 раза возможное пространственное разрешение для экспериментальных теневых картин (при экспериментальных параметрах $r_{sa} = 34$ см, $r_{ad} = 82$ см и шаге сканирования 15 мкм) составляет примерно 20 мкм, а без биннинга теневых изображений возможно достижение теоретического разрешения, определяемого маской, — 10 мкм.

5. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ТЕНЕВЫХ КАРТИН И СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ С ПОМОЩЬЮ КАМЕРЫ-ОБСКУРЫ

Как отмечалось выше, в экспериментах по восстановлению изображений лазерной плазмы использовалась медная мишень, при этом расстояния от мишени до КА и от КА до плоскости записи составляли, соответственно, $r_{sa} = 34$ см, $r_{ad} = 82$ см. Скрытое изображение, сформированное на ФЗП с помощью КА, сканировалось с разрешением 15 или 25 мкм. На рис. 4 показано изображение те-

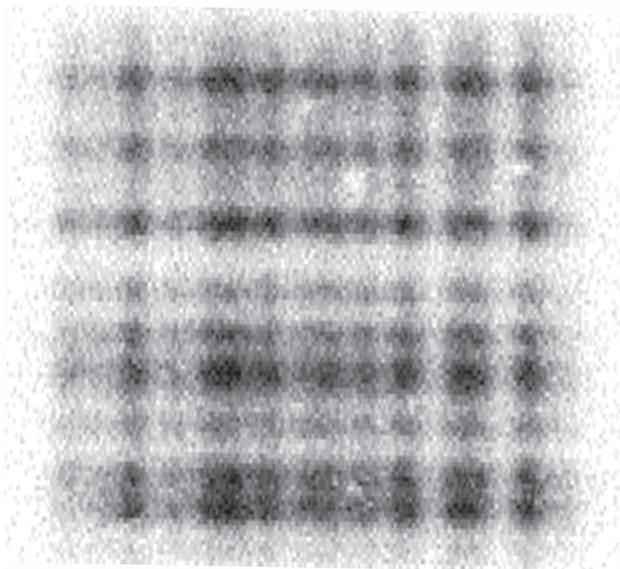


Рис. 4. Теневая картина, полученная в эксперименте с лазерной плазмой с использованием КА и отсканированная с разрешением 25 мкм.

невой картины, полученное в одном из таких экспериментов.

На рис. 5 показаны результаты применения биннинга к экспериментальным теневым картинам перед процедурой математической реконструкции плазменного объекта для сокращения времени расчетов. При этом степень биннинга выбиралась из соображений сохранения всей полезной информации о мелких деталях изображения, но при этом сглаживания шумов.

На рис. 6а представлено реконструированное из рис. 4 изображение источника, а на рис. 6б по-

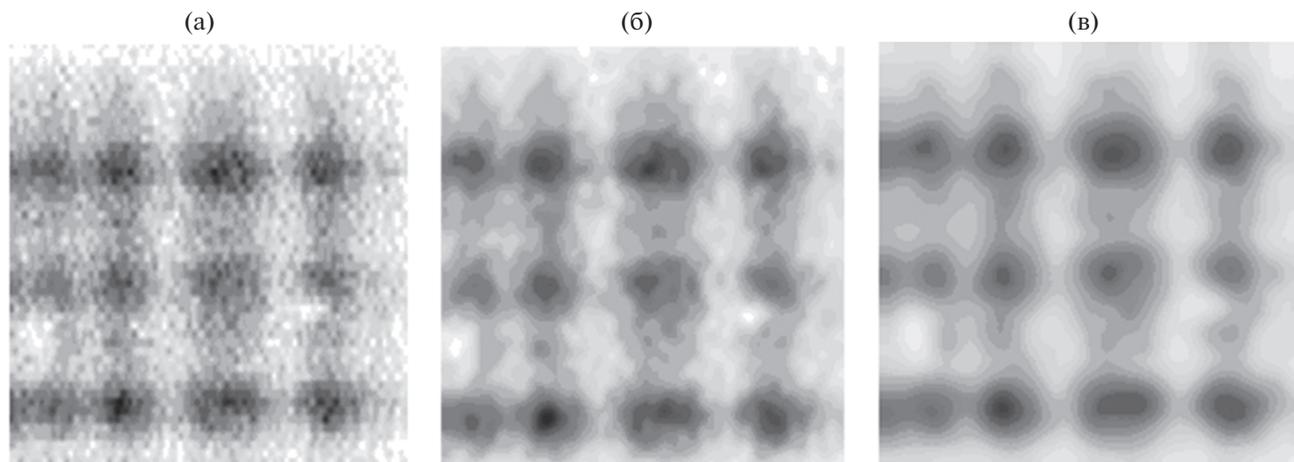


Рис 5. Применение биннинга к экспериментальной теневой картине перед восстановлением изображений (показаны фрагменты теневой картины): (а) исходная отсканированная теневая картина, (б) биннинг со сжатием в 2 раза, (в) биннинг со сжатием в 4 раза.

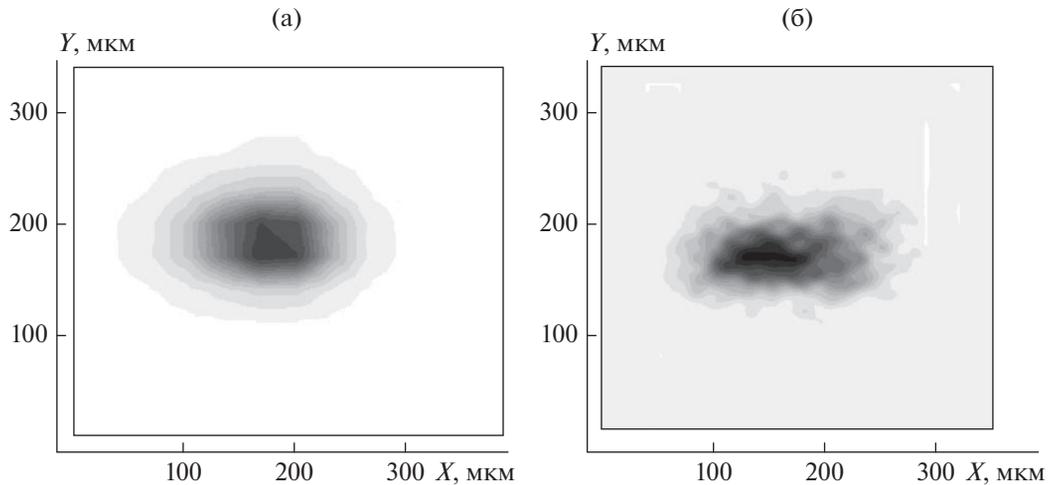


Рис. 6. (а) Восстановленное из рис. 4 изображение источника. Количество итераций = 150 и (б) изображение аналогичного источника, полученное с помощью камеры-обскуры.

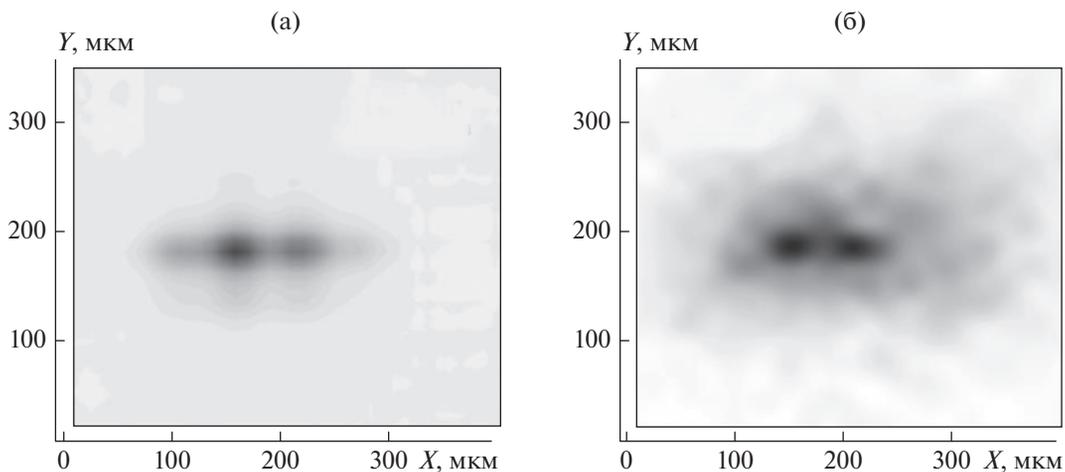


Рис. 7. Результирующее восстановленное изображение (а) и соответствующее изображение, полученное с помощью камеры-обскуры (б) для эксперимента с лазерным излучением, разделенным на два пучка.

казано реальное изображение, полученное с помощью камеры-обскуры, установленной вместо КА, в идентичных экспериментальных условиях. Разрешение камеры-обскуры диаметром 25 мкм при этом составляло 35 мкм. Изображение имеет вытянутую форму, поскольку регистрация излучения плазмы проводилась под углом 45° к плоскости мишени.

Убедившись из ряда подобных рассчитанных изображений плазмы, что метод восстановления изображения, полученного с помощью КА, дает надежные результаты для источников близких к точечным, эксперименты были продолжены с целью проверить применимость данного метода для восстановления структуры излучения плазмы более сложных (протяженных) источников. В новой серии экспериментов лазерный пучок был специально разделен на два пучка, в результате чего на

мишени образовались два близко расположенных фокуса, расстояние между которыми составляло ~ 30 мкм. Результирующее восстановленное изображение и соответствующее изображение, полученное с помощью камеры-обскуры, показаны на рис. 7. Близость восстановленного изображения к реальному изображению плазмы, полученному с помощью камеры-обскуры, подтверждает работоспособность разработанного метода и для протяженных объектов. Более того, видно, что разрешающая способность этого метода не хуже, чем у камеры-обскуры.

ВЫВОДЫ

В экспериментах с лазерной плазмой применена кодирующая апертура нового типа для улучшения чувствительности и разрешающей способности по-

лучаемых изображений. Эта апертура создана на основе структуры со взаимно-перпендикулярным расположением непрозрачных полос, расстояния между которыми и их ширины рассчитаны с использованием генератора случайных чисел. Разработан итерационный метод восстановления изображений источников излучения для таких кодирующих апертур и доказана его работоспособность.

В расчетах и экспериментах получены изображения как близких к точечным, так и протяженных источников. Проведенные исследования показали, что чувствительность метода с использованием кодирующей апертуры превышает аналогичный параметр для камеры-обскуры на два-три порядка, а разрешающая способность метода сопоставима с ней. Так при восстановлении с двухкратным биннингом теневых картин от кодирующей

апертуры достигнутое разрешение в эксперименте составило примерно 20 мкм, а без биннинга возможно достижение предельного разрешения по излучающему объекту около 10 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Bolkhovitinov E.A., Stuchebrukhov I.A., Abrosimov S.A., Shelkovenko T.A.* // *Phys. Rev. E.* 2022. V. 106. P. 045205.
2. *Gottesman S.R., Schneid E.J.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1986. V. 33. P. 745.
3. *Тараско М.З.* // Об одном методе решения линейных систем со стохастическими матрицами. Препринт ФЭИ-156. 1969. Обнинск: ФЭИ им. Лейпунского.
4. *Richardson W.H.* // *J. Opt. Soc. Am.* 1972. V. 62. P. 55.
5. *Lucy L.B.* // *Astron. J.* 1974. V. 79 P. 745.

Application of a New Type of Coded Aperture for Reconstruction of Laser Plasma Images in the Soft X-Ray Range

A. A. Kologrivov^{1, *}, A. A. Rupasov¹, E. A. Bolkhovitinov¹, O. P. Ivanov², V. N. Potapov², I. A. Stuchebrukhov^{1, 3}, and S. A. Abrosimov³

¹*Lebedev Physical Institute of RAS, 53, Leninsky prospect, Moscow, 119991 Russia*

²*National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

³*Prokhorov Institute of General Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail kologrivovaa@lebedev.ru*

Received February 27, 2023; revised August 18, 2023; accepted August 22, 2023

Abstract—To study the spatial distribution of the soft X-ray radiation intensity of a laser-produced plasma, a new type of coded aperture was used. This aperture is a structure with a mutually perpendicular arrangement of opaque strips, the distances between which and their widths were calculated with the use of a random number generator. The radiation transmitted through such aperture gives an intricate pattern of the encoded image, which was recorded on a Fuji TR imaging plate without a protective coating. To reconstruct the spatial distribution of the plasma radiation intensity from this pattern, a mathematical algorithm was developed, that is an iterative method for solving an ill-posed problem – the Fredholm integral equation of the 1-st kind. It has been shown that the use of the coded aperture not only enhances the efficiency of the registration system many times, but also allows one to get a spatial resolution no worse than in the case of the use of a pinhole camera. It is established that the developed iterative method can be used both for sources which differ little from point sources and for spatially extended objects.

Keywords: laser plasma, soft X-ray radiation, coded aperture, maximum likelihood method, pinhole camera, spatial resolution