

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.1.05

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КАЛИБРОВКА СВЕТОВОГО ВЫХОДА СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

© 2023 г. Н. С. Шилкин^а, В. Б. Минцев^а, Д. С. Юрьев^а, А. В. Канцырев^б, Д. С. Колесников^{б, *},
А. В. Богданов^б, В. А. Панюшкин^б, А. В. Скобляков^б, Р. О. Гаврилин^б, А. А. Голубев^{б, с}

^аИнститут проблем химической физики РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432 Россия

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

^сАО “Наука и инновации” Госкорпорации “Росатом”, Москва, 115035 Россия

*E-mail: dstorm1@mail.ru

Поступила в редакцию 01.08.2022 г.

После доработки 01.08.2022 г.

Принята к публикации 02.08.2022 г.

Разработана методика определения пространственной неоднородности светового выхода сцинтиллятора, используемого для протонной радиографии. Она основана на регистрации цифровых изображений, сформированных при прохождении протонного пучка через сцинтиллятор, и аппроксимации распределения интенсивности в поперечном сечении пучка двумерной гауссо-подобной функцией. Представлены результаты пространственной калибровки светового выхода сцинтиллятора из силиката лютетия, полученные на протонном микроскопе с магнитной оптикой ПУМА. Показано, что учет пространственной неоднородности сцинтиллятора позволяет описать поперечную интенсивность пучка в каждой точке протонно-радиографического изображения со средней точностью около 0.7%. Получены экспериментальные данные по флуктуации положения центра пучка, его размеров и формы в плоскости сцинтиллятора на установке ПУМА. Предложенная методика устраняет дефекты радиографического изображения, вызванные работой оптической системы регистрации и дефектами электронно-оптического затвора, при условии, что сигнал пропорционально зависит от интенсивности пучка. Она также устраняет или сильно подавляет дефекты радиографических изображений, обусловленные изменением эффективности ПЗС-матрицы электронной камеры.

Ключевые слова: протонная радиография, протонно-радиографическое изображения, калибровка сцинтиллятора, обработка изображений, коррекция искажений

DOI: 10.56304/S2079562922030460

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокоэнергетическая протонная радиография со специальной магнитной оптикой используется для измерения распределения плотности статических и динамических объектов с середины 1990-х гг [1]. Данный тип радиографии основан на просвечивании исследуемого объекта пучком протонов и последующей регистрации прошедших частиц. Система квадрупольных магнитных линз используется для формирования изображений и частично компенсирует размытие изображений вызванное многократным малоугловым кулоновским рассеянием протонов на ядрах мишени, повышая качество протонно-радиографических измерений [2]. Перед магнитной оптикой располагается рассеивающая пластина, которая используется для получения пучка требуемых размеров в плоскости размещения исследуемого объекта с заданными параметрами по эмиттансу

и гауссо-подобным поперечным распределением интенсивности. В результате взаимодействия протонов с мишенью за счет ограниченности углового акцептанса протонно-радиографической установки и упругих ядерных взаимодействий часть протонов не попадает на плоскость регистрации изображения, изменяя трансмиссию пучка в зависимости от плотности и материала мишени. Дополнительная регулировка контрастной чувствительности микроскопа по плотности достигается с помощью коллиматора, устанавливаемого в плоскости Фурье, которая располагается в середине секции формирования изображения ионной оптики установки. В плоскости Фурье протоны радиально распределены относительно оси ионно-оптической системы в зависимости от результирующего угла рассеяния, установка коллиматора задает порог результирующего угла малоуглового кулоновского рассеяния протонов, попадающих на плоскость регистрации. Прошедшие через ми-

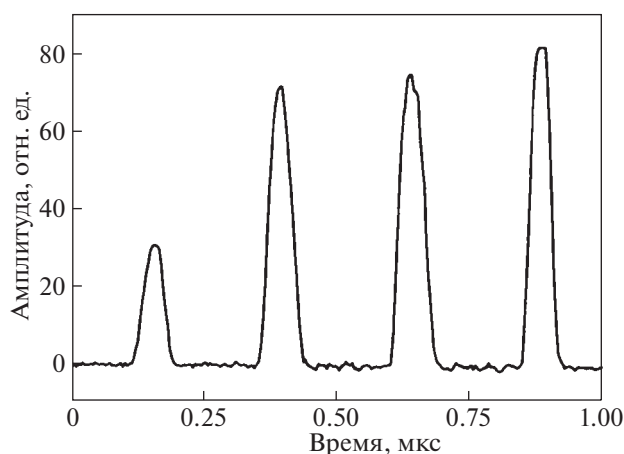


Рис. 1. Временной профиль протонного пучка.

шенъ и ионную оптику установки протоны регистрируются на сцинтилляционном детекторе и преобразуются в цифровые изображения, которые используются для вычисления коэффициента трансмиссии пучка. Массовая толщина исследуемого объекта восстанавливается по измеренному коэффициенту трансмиссии пучка [3]. Осесимметричные объекты с осью параллельной плоскости регистрации особенно привлекательны для восстановления объемной плотности всего объекта с помощью обратного преобразования Абеля [4], для которого требуется всего одно протонно-радиографическое изображение объекта. Полномасштабное численное моделирование протонно-радиографических экспериментов значительно упрощает их планирование, а также обработку экспериментальных изображений [5, 6]. Для этих целей часто используется пакет программного обеспечения Geant4 [7].

Первые две протонно-радиографические установки с магнитной оптикой были созданы в США в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANSCe) и в Брукхейвенской национальной лаборатории [1, 8]. Затем были построены две установки в Российской Федерации в Институте теоретической и экспериментальной физики [9] и в Институте физики высоких энергий [10]. Пятая установка была введена в эксплуатацию в Германии в Центре по изучению тяжелых ионов [11]. Эти радиографические системы были сконструированы для работы с пучками протонов фиксированного диапазона энергий, определяемого возможностями имеющихся ускорителей заряженных частиц, в диапазоне от 0.8 до 70 ГэВ. Динамические и статические мишени с массовой толщиной от 25 мг/см² [5] до 500 г/см² [12] исследовались на протонно-радиографических установках с магнитной оптикой. Органические сцинтилляторы, кристаллы LSO, CsI используются для регистрации протонов при исследовании статических и

динамических объектов. Цифровые камеры с зарядовой связью (ПЗС) с электронно-оптическим затвором на основе микроканальной пластины (МКП) или высоковольтного планарного затвора применяются для считывания изображений. Трансмиссия протонного пучка после прохождения исследуемого объекта вычисляется как отношение интенсивности экспериментального изображения объекта к интенсивности изображения пучка без объекта. По этой причине поперечное распределение интенсивности прошедшего через объект пучка является важным параметром для точной реконструкции пространственного распределения массовой толщины исследуемого объекта. Центр пучка обычно смещается от сброса к сбросу, что приводит к ошибке в рассчитанных значениях коэффициента трансмиссии. Существует несколько способов учета этого эффекта. Сегментированная ионизационная камера была разработана в LANSCe для измерения центра положения пучка [13]. Положение пучка в плоскости рассеивающей пластины и внутри магнитной оптической системы определялось с помощью цифровых камер и люминофоров в работе [14]. Наиболее часто пространственный профиль пучка определяется, используя области радиографического изображения с известным ослаблением пучка или соответствующие объекту с известной массовой толщиной.

Цель работы состояла в определении пространственной неоднородности светового выхода сцинтиллятора при облучении пучком протонов на радиографической установке с магнитной оптикой ПУМА и определении типичных параметров протонного пучка.

2. ДИАГНОСТИКА ПУЧКА

Эксперименты проводились на протонном микроскопе ПУМА [15], разработанном для исследования распределения плотности статических и динамических объектов с массовой толщиной до 20 г/см². Физическая программа динамических экспериментов на микроскопе описана в работах [16, 17]. Протонный пучок с энергией 800 МэВ генерировался на ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ-ТВН. Эксперименты проводились в постановке, использовавшейся для исследования взрывных динамических мишеней, т.е. со взрывной камерой, присоединенной к протонному микроскопу при давлении 10⁻⁴ мбар. Типичный протонный пучок состоял из четырех банчей с интенсивностью около 10¹⁰ протонов/банч, временной профиль пучка, измеренный с помощью быстрого пояса Роговского Bergoz FCT-082 05:1, показан на рис. 1.

Изображение последнего по времени банча в пучке использовалось для анализа. Составной рассеиватель, устанавливаемый перед системой

ионной оптики установки, состоял из алюминиевой пластины толщиной 3 мм и стальной пластины толщиной 4 мм. Квадрупольные линзы системы формирования изображения с апертурой 40 мм были изготовлены из постоянных магнитов Nd-Fe-B [18]. Коллиматор, установленный в плоскости Фурье микроскопа, обеспечивал угловой акцептанс установки около 3 мрад. Радиографические изображения отдельных банчей протонного пучка формировались на сцинтилляторе из ортосиликата лютеция допированного церием (LSO) диаметром 80 мм и толщиной 4 мм. Сцинтиллятор LSO, обладает высоким световым выходом порядка 30 фотонов/кэВ и малым временем высвечивания порядка 40 нс [19] часто применяется в многокадровой протонной радиографии быстропротекающих процессов. Свечение сцинтиллятора с помощью зеркала направлялось на 14-битную электронную ПЗС-камеру S2C-017 фирмы Силар с размером матрицы 1040×1160 пикселей с затвором на основе МКП и временем экспозиции около 100 нс. Экспериментальные изображения протонного пучка записывались в формате TIFF с разрядностью 16 бит. В экспериментах использовались настройки ионной оптики микроскопа с увеличением 3.95 и полем зрения 18 мм.

3. КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯТОРА

Авторами статьи был разработан алгоритм для определения пространственной неоднородности светового выхода сцинтилляторов, использовавшихся на протонно-радиографической установке ПУМА, и описанный ниже. Изображения пучка без установленного объекта использовались для анализа искажений, вносимых структурой сцинтиллятора в результирующие данные о трансмиссии пучка. Пиксели изображения, соответствующие искажениям вызванным взаимодействием фонового радиационного излучения с матрицей электронной камеры, корректировались перед аппроксимацией данных. Для этого изображение пучка разбивалось на блоки размером около 4096 пикселей. Профиль пучка в каждом блоке аппроксимировался квадратичной функцией. Пикселям со значениями, отличающимися от аппроксимации более чем на три стандартных отклонения, присваивались значения аппроксимации.

Процедура калибровки сцинтиллятора основана на трех основных предположениях. Во-первых, предполагалось, что пространственный профиль протонного пучка описывается двумерной гауссо-подобной функцией. Данное предположение часто применяется при обработке протонно-радиографических изображений [13, 20], полученных на радиографических установках с учетом поперечных характеристик пучков на линейных и синхротронных ускорителях и взаимодействия протонов с рассеивателем. Второе предположе-

ние состоит в том, что интенсивность каждого пикселя изображения пучка, за исключением пикселей, искаженных радиационным повреждением, линейно зависит от интенсивности протонного пучка. На синхротроне AGS [8] на энергии протонного пучка 24 ГэВ ранее было показано, что аналогичная система формирования изображения на основе сцинтиллятора LSO и ПЗС-камеры сохраняет линейность при регистрации протонов с плотностью потока по крайней мере до 10^{16} (см⁻² с⁻¹). Величина плотности протонного потока через сцинтиллятор на установке ПУМА в несколько раз меньше. В-третьих, разница между измеренными и прогнозными значениями обусловлена только пространственной неоднородностью светового выхода сцинтиллятора и цифровой камеры. Любые физические эффекты, описываемые свертками неизвестных функций, такие как рассеяние оптического излучения в сцинтилляторе, не принимались во внимание.

Интенсивность зарегистрированного изображения протонного пучка $I_{\text{exp}}(x, y)$ при отсутствии рассеяния пучка в сцинтилляторе и оптических эффектов рассеяния в сцинтилляторе может быть описана следующим выражением:

$$I_{\text{exp}}(x, y) = (I_{\text{beam}}(x, y)k_s(x, y) + n_s(x, y)) \times k_c(x, y) + n_c(x, y), \quad (1)$$

где $I_{\text{beam}}(x, y)$ — интенсивность излучения сцинтиллятора под воздействием пучка, записанная идеальным детектором; $k_s(x, y)$ — пространственная неоднородность светового выхода сцинтиллятора; $n_s(x, y)$ — интенсивность излучения сцинтиллятора, обусловленная длительным послесвечением сцинтиллятора LSO под действием протонного пучка [21] и неустраняемой частью фонового излучения; $k_c(x, y)$ описывает пространственную неоднородность чувствительности электронной камеры; $n_c(x, y)$ — шум считывания ПЗС-камеры.

Шум считывания ПЗС-камеры $n_c(x, y)$ оценивался по изображениям, записанным при закрытой оптике. Компонента сигнала $k_c(x, y)n_s(x, y) + n_c(x, y)$ определялась по изображениям, полученным с камеры в отсутствии протонного пучка, ее интенсивность составляла величину порядка 1% от сигнала с протонным пучком в отсутствии мишени. Пренебрегая членами $n_c(x, y)$ и $n_s(x, y)$ записанное изображение пучка $I_{\text{exp}}(x, y)$ может быть переопределено как:

$$I_{\text{exp}}(x, y) = I_{\text{beam}}(x, y)k(x, y), \quad (2)$$

где функция $k(x, y) = k_s(x, y)k_c(x, y)$ представляет суммарную пространственную неоднородность светового выхода сцинтиллятора и электронной камеры.

При расчетах предполагалось, что изображение пучка $I_{\text{exp}}(x, y)$ в любом сечении аппроксимируется двумерной гауссо-подобной функцией $\text{app}(x, y)$ как:

$$\text{app}(x, y) = \exp(ax^2 + by^2 + cxy + dx + fy + g), \quad (3)$$

где a, b, c, d, f, g — свободные параметры; x и y — координаты пикселя изображения.

Параметры a и b должны принимать отрицательные значения, а параметр g должен быть положительным, чтобы функция $\text{app}(x, y)$ имела гауссо-подобную форму. Дополнительное ограничение на параметры аппроксимации $(c^2 - 4ab) \neq 0$ разъяснено в разд. 4.

Первая аппроксимация функции $k(x, y)$ вычислялась как отношение экспериментального изображения пучка к его аппроксимации:

$$k(x, y) = I_{\text{exp}}(x, y) / \text{app}(x, y). \quad (4)$$

С математической точки зрения задача сводится к нахождению параметров аппроксимации, при которых сумма квадратов отклонений аппроксимации от экспериментальных значений $I_{\text{exp}}(x, y)$ минимальна:

$$\min_{(x, y)} \sum (\exp(ax^2 + by^2 + cxy + dx + fy + g) - I_{\text{exp}}(x, y))^2, \quad (5)$$

где суммирование производится только по пикселям с координатами (x, y) , принадлежащим изображению пучка. Возьмем логарифм от выражения (5), чтобы линеаризовать задачу. Получим следующее выражение:

$$\min_{(x, y)} \sum ((ax^2 + by^2 + cxy + dx + fy + g) - \ln(I_{\text{exp}}(x, y)))^2. \quad (6)$$

Определим функцию $Q(a, b, c, d, f, g)$ как сумму квадратов отклонений логарифма интенсивности экспериментальных точек от их параболической аппроксимации с коэффициентами a, b, c, d, f, g :

$$\begin{aligned} Q(a, b, c, d, f, g) &= \\ &= \sum_{(x, y)} ((ax^2 + by^2 + cxy + dx + fy + g) - \ln(I_{\text{exp}}(x, y)))^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Задача сводится к нахождению коэффициентов аппроксимации, при которых реализуется минимум функции $Q(a, b, c, d, f, g)$ с ограничением $I_{\text{exp}}(x, y) > 0$.

Система из шести линейных уравнений для нахождения параметров a, b, c, d, f, g получается из условия экстремальности функции $Q(a, b, c, d, f, g)$, т.е. из равенства частных производных функции Q нулю:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial a} &= 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial b} = 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial c} = 0, \\ \frac{\partial Q}{\partial d} &= 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial f} = 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial g} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Система уравнений (8) решалась численно, используя метод Гаусса, который позволяет конвертировать матрицу коэффициентов системы линейных уравнений в верхнюю треугольную матрицу. Коэффициент матрицы для определения параметра g помещался в нижний правый угол матрицы, так как параметр g имел максимальную величину из всех неизвестных параметров.

Алгоритм может применяться рекурсивно для лучшей точности аппроксимации. Результирующее выражение для функции $k(x, y)$ зависит от количества итераций и определяется как произведение масок, вычисленных на различных итерациях:

$$k(x, y) = \prod_{i=1}^n k_i(x, y), \quad (9)$$

где n — количество вычисленных промежуточных масок.

Первая маска $k_1(x, y)$ вычислялась с помощью выражения (4). Маска $k_{i+1}(x, y)$ вычисляется с помощью выражения (4) при замене исходного изображения пучка на изображение, полученное делением исходного на функцию $k(x, y)$, вычисленную на предыдущем шагу.

Алгоритм предназначен для вычисления оценки пространственной неоднородности светового выхода сцинтиллятора по единственному изображению пучка, полученному неидеальным детектором, в предположении гауссо-подобной формы изображения пучка при измерении идеальным детектором. В работе при описании поперечного профиля пучка используется оценка наименьших квадратов, которая имеет наименьшую дисперсию выборки в классе линейных несмещенных оценок при дополнительных условиях, определяемых теоремой Гаусса—Маркова. Вопросы единственности решения при наложении других критериев и применения других функциональных аппроксимаций профиля пучка в статье не рассматриваются. Результаты применения алгоритма для вычисления пространственной неоднородности светового выхода сцинтиллятора и для устранения дефектов протонно-радиографических изображений, линейно зависящих от интенсивности протонного пучка, представлены в разд. 4.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВКИ

Описанный выше алгоритм использовался для вычисления параметров аппроксимации отдельных изображений профиля пучка, измеренных с помощью сцинтиллятора и электронной камеры. Пространственная неоднородность светового выхода сцинтиллятора и электронной камеры вычислялась, используя полученные параметры аппроксимации и выражения (4) или (9). Для каждого экспериментального изображения пучка

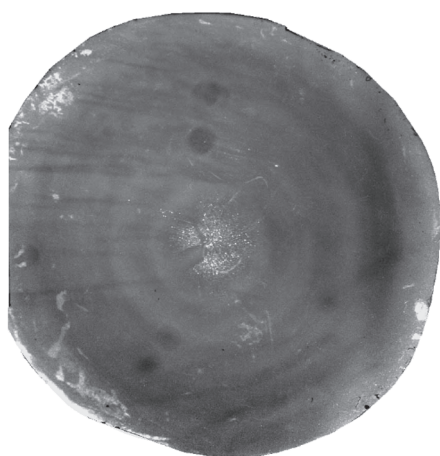


Рис. 2. Расчетная пространственная неоднородность светового выхода сцинтиллятора.

было построено расчетное изображение функции $k(x,y)$. Финальное изображение пространственной неоднородности светового выхода сцинтиллятора $K(x,y)$ получено расчетом медиан значений пикселей по группе нескольких, обычно 3–5, изображений функции $k(x,y)$. Результат вычисления функции $K(x,y)$, описывающей неоднородность сцинтиллятора и одной из электронных камер, показан на рис. 2. Множественные кольцевые и линейные структуры представляют вариацию светового выхода по плоскости изображения. Кроме того, были выявлены остатки клея на внешней поверхности сцинтиллятора, которые также вносят свой вклад в изменение светового выхода. Среднее значение функции $K(x,y)$ по всей поверхности сцинтиллятора принималось равным 1, стандартное отклонение составило значение около 0.04.

Экспериментальные изображения пучка попиксельно делились на изображение $K(x,y)$, чтобы компенсировать пространственную неоднородность светового выхода сцинтиллятора и электронной камеры. Искаженные радиационным воздействием пиксели изображения подвергались дополнительной коррекции. Профили типичного экспериментального изображения пучка и изображения пучка после коррекции неоднородности сцинтиллятора показаны на рис. 3. Эти изображения подготовлены в программе для обработки и анализа изображений ImageJ [22].

Деление экспериментальных протонно-радиографических изображений исследуемых объектов на изображение функции $K(x,y)$ также удаляет оптические дефекты камеры в виде внутренней структуры электронно-оптического затвора на изображении при условии линейности сигнала в каждом пикселе изображения от интенсивности протонного пучка.

При обработке изображений пучка также использовалась модифицированная методика вычисления $K(x,y)$, в которой усредненное изображение, полученное без пучка, вычиталось из оригинального экспериментального изображения пучка.

Различные методики расчета аппроксимации профиля пучка сравнивали с использованием относительной ошибки аппроксимации η и коэффициента детерминации R^2 , которые определялись как:

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{(x,y)} \left| \frac{I_{\text{exp}}(x,y) - \text{app}(x,y)}{I_{\text{exp}}(x,y)} \right| \times 100\%,$$

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{(x,y)} (I_{\text{exp}}(x,y) - \text{app}(x,y))^2}{\sum_{(x,y)} (I_{\text{exp}}(x,y) - \overline{I_{\text{exp}}(x,y)})^2}, \quad (10)$$

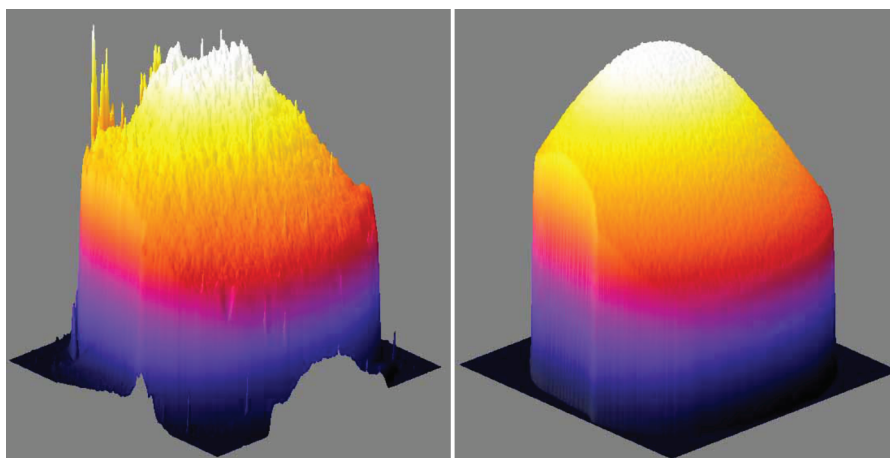


Рис. 3. Поперечный профиль интенсивности протонного пучка: (слева) оригинальное экспериментальное изображение, (справа) изображение после коррекции.

Таблица 1. Сравнение качества аппроксимации экспериментальных данных при различных методиках расчета

Методики расчета	η	R^2
Исходное экспериментальное изображение	4.6	0.965
Коррекция искаженных пикселей	4.26	0.9752
Деление изображения на $k_1(x,y)$	0.85	0.99873
Деление изображения на $k_1(x,y)$ и коррекция искаженных пикселей	0.66	0.99932
Деление изображения на $k_1(x,y)k_2(x,y)$ и коррекция искаженных пикселей	0.65	0.99932
Предварительное вычитание изображения, полученного без пучка		
Исходное экспериментальное изображение после вычитания	4.7	0.96448
Дополнительная коррекция искаженных пикселей	4.4	0.9751
Деление изображения на $k_1(x,y)$	0.86	0.99878
Деление изображения на $k_1(x,y)$ и коррекция искаженных пикселей	0.67	0.99933

где N – количество пикселей в изображении пучка, которое обычно составляло около 750 000.

Усредненные параметры R^2 и η , полученные при обработке 50 изображений пучка при различных методиках, представлены в табл. 1. Средняя ошибка аппроксимации экспериментальных изображений составляла около 4.6%. Она уменьшается примерно в пять раз при однократном применении алгоритма. Второе применение алгоритма, т.е. вычисление $k_2(x,y)$, улучшает точность аппроксимации менее чем на 0.01%. Вклад неоднородности светового выхода сцинтиллятора и электронной камеры в ошибку аппроксимации данных является доминантным. Коррекция искаженных пикселей влияет на качество аппроксимации в меньшей степени. Конечно достигнутая средняя точность аппроксимации экспериментальных данных составила около 0.7%. Типичный одномерный профиль экспериментального изображения пучка, профиль пучка после учета неоднородности сцинтиллятора и расчетная аппроксимация профиля пучка представлены на рис. 4. Точность аппроксимации экспериментальных данных может быть улучшена при учете пространственной зависимости угла взаимодействия протонов с сцинтиллятором и учете рассеяния света в сцинтилляторе. Предварительное вычитание изображения с шумом, полученного при съемке без пучка, не дало заметного улучшения качества аппроксимации по сравнению с данными полученными без вычитания. Вероятно, анализ большего массива экспериментальных изображений позволит ответить на вопрос об эффективности вычитания шумовой компоненты сигнала.

Предложенный алгоритм также сильно подавляет эффекты радиационно поврежденной матрицы камеры с локальными дефектами или эф-

фекты деградации пластины МКП электронно-оптического затвора, амплитуда которых линейно зависит от интенсивности регистрируемого светового излучения. Выраженный кольцеобразный дефект протонно-радиографического изображения, вызванный внутренней структурой и режимами работы электронно-оптического затвора, показан на рис. 5. Изображение корректирующей маски $K(x,y)$, вычисленное по описанному выше алгоритму, показано на рис. 6. Результирующее изображение, полученное делением исходного файла на маску, представлено на рис. 7. В случае систематических искажений, которые вносят аддитивный вклад, их следует корректировать с помощью операции вычитания.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА

Данные о поперечном профиле интенсивности протонного пучка имеют большое значение при вычислении массовой толщины и объемной плотности исследуемых объектов. В экспериментах происходят флуктуации параметров пучка, обусловленные особенностями ускорительного оборудования, что ведет к ярко выраженной нестабильности поперечного профиля пучка от сброса к сбросу. Протонно-радиографические изображения пучка и аппроксимация поперечного профиля его интенсивности двумерной гауссо-подобной функцией (3) использовались для определения положения центра пучка, ширины его профиля в двух ортогональных проекциях и угла поворота пучка на плоскости изображения сцинтиллятора. Пиксели изображения пучка с одинаковой интенсивностью формируют эллипсы на плоскости сцинтиллятора, один из которых показан рис. 8 в системе отсчета сцинтиллятора (x,y) . Система отсчета

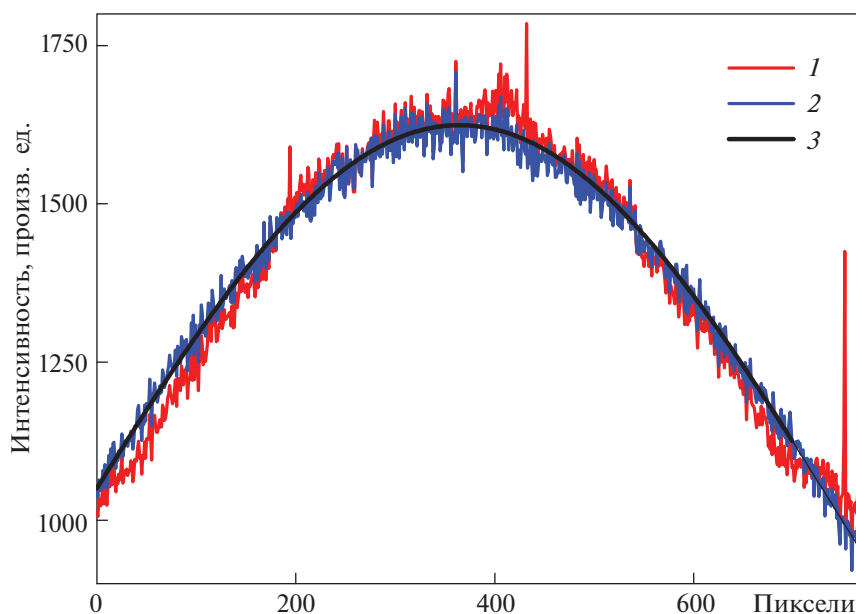


Рис. 4. Одномерный профиль пучка: 1 – экспериментальный профиль, 2 – профиль после учета неоднородности сцинтиллятора, 3 – расчетная аппроксимация профиля.

пучка (X, Y) определена таким образом, чтобы ее оси совпадали с направлением полуосей эллипса.

Можно определить систему координат X, Y связанную с центром пучка, в которой профиль интенсивности свечения сцинтиллятора можно описать следующими выражениями:

$$I(X, Y) = \exp(AX^2 + BY^2 + G), \quad (11)$$

$$A = a(\cos\theta)^2 + b(\sin\theta)^2 + c\cos\theta\sin\theta, \quad (12)$$

$$B = a(\sin\theta)^2 + b(\cos\theta)^2 - c\cos\theta\sin\theta, \quad (13)$$

$$G = ax_0^2 + by_0^2 + cx_0y_0 + dx_0 + fy_0 + g, \quad (14)$$

$$x_0 = (2bd - cf)/(c^2 - 4ab), \quad (15)$$

$$y_0 = (2af - cd)/(c^2 - 4ab), \quad (16)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{c}{b-a}\right), \quad (17)$$

где a, b, c, d, f, g – вычисленные коэффициенты аппроксимации пространственного профиля пучка в плоскости сцинтиллятора; X и Y – координаты произвольной точки изображения пучка в системе отсчета пучка; x_0 и y_0 – координаты центра

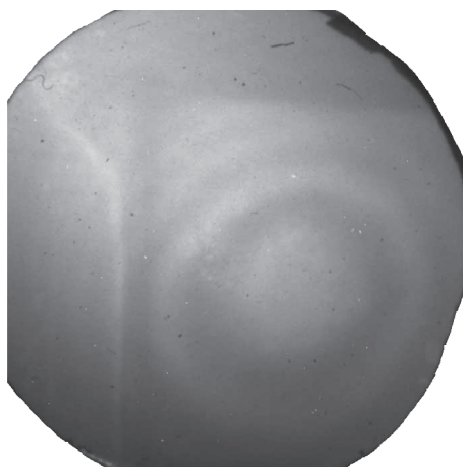


Рис. 5. Протонно-радиографическое изображение статического объекта.

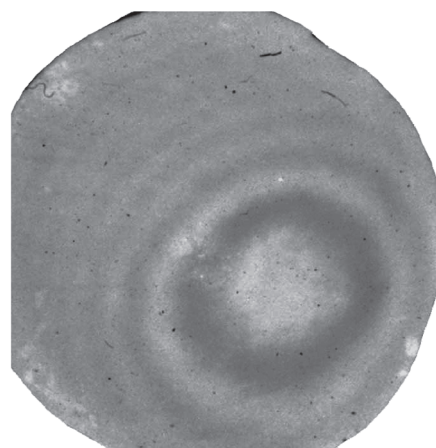


Рис. 6. Маска $K(x, y)$ для коррекции дефектов камеры и неоднородности сцинтиллятора.

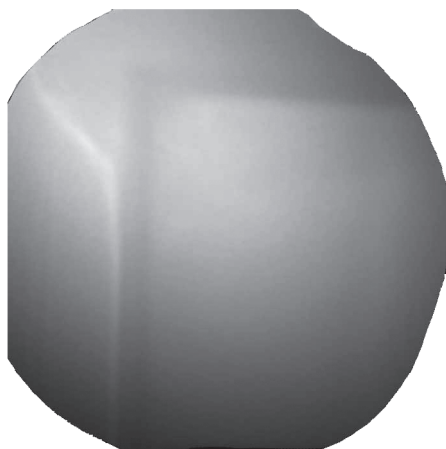


Рис. 7. Протонно-радиографическое изображение после коррекции.

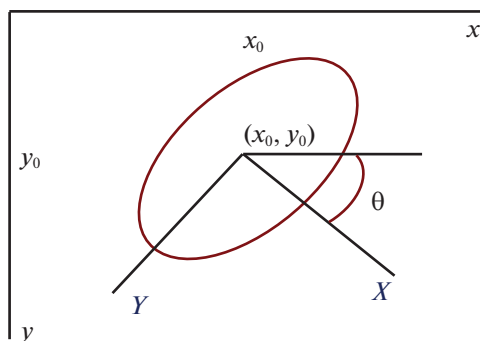


Рис. 8. Изолиния интенсивности излучения сцинтиллятора в системе отсчета сцинтиллятора (x, y) и в системе отсчета пучка (X, Y) .

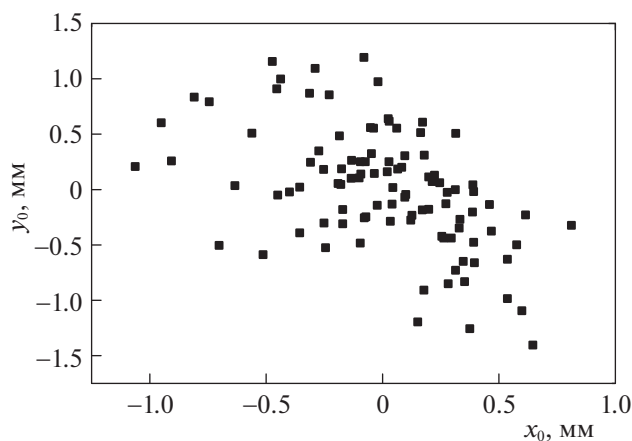


Рис. 9. Флуктуации положения центра протонного пучка в системе отсчета сцинтиллятора, каждая точка соответствует независимому сбросу пучка.

пучка в системе отсчета сцинтиллятора; θ — угол между системами отсчета сцинтиллятора и пучка.

При равенстве параметров a и b значение угла θ равно 45° или -45° . Выражение $(c^2 - 4ab)$ является инвариантом кривой второго порядка относительно поворота и параллельного переноса в прямоугольной системе координат. Изолинии интенсивности излучения пучка имеют эллиптическую форму и поэтому инвариант $(c^2 - 4ab) \neq 0$.

Расчетные позиции центра пучка для 100 различных сбросов пучка показаны на рис. 9 в системе отсчета сцинтиллятора. На рис. 9 присутствуют несколько областей, где точки сгруппированы вокруг некоторых центров. Данный разброс точек можно объяснить изменением положения центра пучка по отдельным координатам и одновременным изменением угла θ между системами отсчета сцинтиллятора и пучка. Флуктуации положения центра пучка в системе отсчета пучка с усредненной позицией центра нанесены на рис. 10. Такие флуктуации позволяют сделать вывод о нормальном распределении позиции центра пучка относительно единственного пространственного центра. Среднее значение разброса положения пучка в координатах X, Y составляет 0.55 мм при стандартном отклонении 0.35 мм. Определим эффективные радиусы протонного пучка r_1 и r_2 вдоль осей X и Y с помощью параметров A (12) и B (13) выражениями:

$$r_1 = 1/\sqrt{2|A|}, \quad (18)$$

$$r_2 = 1/\sqrt{2|B|}. \quad (19)$$

Размеры пучка хорошо воспроизводятся от выстрела к выстрелу. Радиус r_1 имел размер 7.2 мм со стандартным отклонением 0.08 мм. Радиус r_2 имел значение 9.7 мм, он определялся с чуть худшей точностью при стандартном отклонении 0.17 мм. Угол поворота θ между системами отсчета пучка и сцинтиллятора изменялся в пределах $\pm 2.2^\circ$.

6. ВЫВОДЫ

Разработана методика пространственной калибровки светового выхода сцинтиллятора для протонной радиографии, которая была применена для обработки экспериментов на микроскопе ПУМА. Методика основана на записи изображений протонного пучка с помощью сцинтиллятора и электронной ПЗС камеры с последующей аппроксимацией экспериментальных профилей пучка двумерной гауссо-подобной функцией. Полученная двумерная функция, описывающая суммарную пространственную неоднородность светового выхода сцинтиллятора и электронной камеры, рассчитанная неоднородность изменялась в пределах $\pm 4.6\%$. Показано, что после коррекции неод-

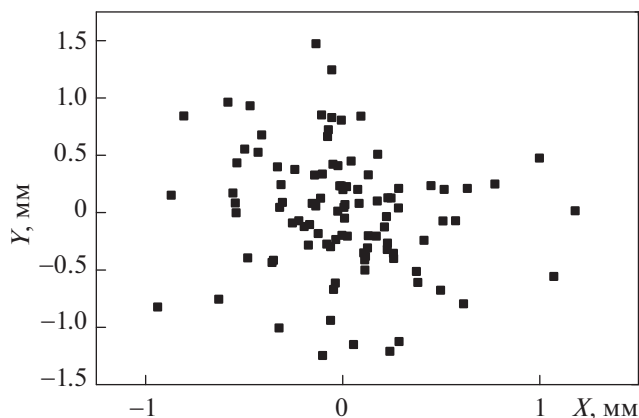


Рис. 10. Флуктуации положения центра протонного пучка в системе пучка с усредненной позицией центра, каждая точка соответствует независимому сбросу пучка.

нородности светового выхода сцинтиллятора, пространственный профиль пучка может быть аппроксимирован двумерной гауссо-подобной функцией со средней точностью аппроксимации каждого пиксела изображения около 0.7%. Определены данные о положении центра, поперечных размерах и форме протонного пучка на плоскости сцинтиллятора микроскопа ПУМА, представлен разброс типичных параметров пучка.

БЛАГОДАРНОСТИ

Сотрудники ИПХФ выполняли работу в рамках Темкарты № 0089-2019-0001, номер госрегистрации ААА-А19-119071190040-5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. King N.S.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1999. V. 424 (1). P. 84. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01241-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01241-8)
2. Mottershead C.T., Zumbro J.D. // Proc. Particle Accelerator Conf. 1997. V. 2. P. 1397. <https://doi.org/10.1109/PAC.1997.750705>
3. Rigg P.A., et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 220101. <https://doi.org/10.1063/1.2832916>
4. Abel N.H. // J. Reine Angew. Math. 1826. V. 1. P. 153. <https://doi.org/10.1515/crll.1826.1.153>
5. Freeman M.S. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 013709. <https://doi.org/10.1063/1.4973767>
6. Kantsyrev A.V. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. P. 012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/946/1/012019>
7. Agostinelli S. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2003. V. 506. P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
8. Morris C.L. et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 104905. <https://doi.org/10.1063/1.3580262>
9. Golubev A.A. // At. Energy. 2008. V. 104. P. 134. <https://doi.org/10.1007/s10512-008-9004-2>
10. Antipov Yu.M. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2010. V. 53. P. 319. <https://doi.org/10.1134/S0020441210030012>
11. Varentsov D.V. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 023303. <https://doi.org/10.1063/1.4941685>
12. Burtsev V.V. et al. // Combust. Explos. Shock Waves. 2011. V. 47. P. 627. <https://doi.org/10.1134/S0010508211060025>
13. Schultz L.J. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2003. V. 508. P. 220. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01658-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01658-9)
14. Morris C.L. // LANL Report LA-UR-00-5716. 2000. Los Alamos: LosAlamos Natl. Lab. <https://permalink.lanl.gov/object/tr?what=info:lanl-repo/lareport/LA-UR-00-5716>.
15. Kantsyrev A.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. P. 1. <https://doi.org/10.1134/S0020441214010151>
16. Kolesnikov S.A. et al. // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1426 (1). P. 390. <https://doi.org/10.1063/1.3686300>
17. Mintsev V.B. et al. // Contrib. Plasma Phys. 2018. V. 58. P. 93. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201700141>
18. Kantsyrev A.V. et al. // Proc. 19th IEEE Pulsed Power Conf. 2013. P. 1077. <https://doi.org/10.1109/PLASMA.2013.6633424>
19. Melcher C.L., Schweitzer J.S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1992. V. 39. P. 502. <https://doi.org/10.1109/23.159655>
20. Morris C.L. et al. // Exp. Mech. 2015. V. 56. P. 111. <https://doi.org/10.1007/s11340-015-0077-2>
21. Rogers J.G., Batty C.L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2000. V. 56. P. 438. <https://doi.org/10.1109/23.846277>
22. Schneider C., Rasband W.S., Eliceiri K.W. // Nat. Methods. 2012. V. 9. P. 671. <https://doi.org/10.1038/nmeth.2089>

Spatial Calibration of Scintillator Light Output for Proton Radiography

N. S. Shilkin¹, V. B. Mintsev¹, D. S. Yuriev¹, A. V. Kantsyrev², D. S. Kolesnikov², *, A. V. Bogdanov²,
V. A. Panyushkin², A. V. Scobliakov², R. O. Gavrilin², and A. A. Golubev^{2, 3}

¹*Institute of Problems of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow oblast, 142432 Russia*

²*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 128132 Russia*

³*JSC “Science and Innovations” SAEC “Rosatom”, Moscow, 115035 Russia*

**e-mail: dstorm1@mail.ru*

Received August 1, 2022; revised August 1, 2022; accepted August 2, 2022

Abstract—A technique for determining spatial heterogeneity of scintillator used for proton radiography developed. It based on registration of a proton beam images formed during passage of a beam through scintillator and approximation of beam cross-profile with two-dimensional Gaussian-like function. Results of spatial calibration for the lutetium silicate scintillator and the digital camera used on the proton microscope with the use of magnetic optics PUMA are presented. It is shown that taking into account spatial heterogeneity of the scintillator and the camera allows describing a beam profile in each pixel of a beam image with an accuracy of 0.7%. Results on fluctuation of a beam position, dimensions and shape at the scintillator plane presented. The proposed technique eliminates defects of a proton radiography images caused by the optical system and electro-optical shutter if registered signal depends linearly on beam intensity. It also eliminates or strongly suppresses defects resulted from efficiency variation of a charge-coupled camera.

Keywords: proton radiography, proton radiography image, scintillator calibration, image processing, correction of optical artifacts