

01;12

# Оптимизация камеры-обскуры для нейтронографии термоядерной лазерной плазмы

© В.С. Кинчаков

Вычислительный центр ДВО РАН,  
680063 Хабаровск, Россия

(Поступило в Редакцию 2 апреля 1997 г.)

Методом Монте-Карло решено нестационарное уравнение переноса  $dd$ - и  $dt$ -нейтронов в полиэтиленовой стенке с цилиндрическим отверстием. Показано, что предлагаемая камера-обскуры в сравнении с имеющимися аналогами на два порядка снижает требования на яркость источника нейтронов. Даны аналитические оценки разрешающей способности камеры-обскуры и проанализированы способы ее улучшения. Построена область допустимых значений параметров камеры-обскуры. Рассчитаны контурные линии изображений точечных источников нейтронов в зависимости от их количества и положения на термоядерной мишени.

## Введение

Целью настоящей работы является исследование характеристик изображения, создаваемого  $dd$ - и  $dt$ -нейтронами импульсных точечных источников, рассеиваемыми полиэтиленовой стенкой с цилиндрическим отверстием. Ранее критерием выбора материала стенки служила величина сечения поглощения нейтронов. На основе этого критерия в США была создана [1] камера-обскуры из меди со стенкой толщиной порядка одного метра. Однако если использовать для создания камеры-обскуры материалы с большим сечением упругого рассеяния нейтронов, например полиэтилен, то представляется перспективным использование временной схемы регистрации нейтронов с целью уменьшения фона вследствие эффективного замедления нейтронов, особенно при рассеянии на ядрах легких элементов. Проведенные в данной работе расчеты показали, что уменьшение фона до разумных значений в этом случае достигается при толщине стенки порядка 0.1 м. Это позволяет на два порядка увеличить яркость изображения в сравнении с имеющимися аналогами [2] и снижает трудности изготовления отверстия малого диаметра.

Камера-обскуры такого типа незаменима при исследовании слабых источников нейтронов, которые не могут быть "сфотографированы" обычными камерами-обскурами. Такие ситуации могут иметь место, например, при недостаточном нагреве термоядерной плазмы.

## Численное моделирование

Нестационарное интегральное уравнение переноса нейтронов в стенке решалось методом Монте-Карло [1–3], причем разработанная программа не использовала традиционные приближения подготовки констант — "многогрупповость", "узкий" резонанс [4], поэтому сечения задавались в точном соответствии с законами изменения по энергии. Учитывалось многократное рассеяние. Рассеяние нейтрона на углероде и водороде рассматривалось порознь [4]. Полные сечения упругого рассеяния

брались из библиотеки ENDF/B [5]. Анизотропия дифференциальных сечений [6] упругого рассеяния нейтронов на углероде учитывалась с помощью разложения по полиномам Лежандра. В интервале 0.1–3.0 MeV сечения задавались 30 точками с шагом 0.1 MeV. Отдельно описывался 20 точками с шагом 0.01 MeV пик рассеяния на углероде в районе 21 MeV. Неупругие каналы возбуждения ядра углерода  $dt$ -нейтронами учитывались согласно той же библиотеке [5].

Поле регистрации нейтронов представляло собой квадрат, разбитый на 1089 квадратных ячеек со стороной  $0.005 \cdot U$  см, где  $U$  — увеличение изображения. Ввиду малости детектирующей ячейки регистрация нейтронов в каждой ячейке — довольно редкое событие. Поэтому для расчета фона рассеянных нейтронов была применена модификация (прямого) метода Монте-Карло методом статистических весов. В точке каждого столкновения вычислялась вероятность попадания нейтронов в детектор. Эти вероятности суммировались по всем столкновениям.

Результаты [7] обсуждаемых ниже расчетов фона рассеянных нейтронов нормированы на  $10^{10}$  нейтронов за вспышку. Относительное среднеквадратичное отклонение

Таблица 1. Вариант  $R = 13$  см,  $U = 10$

$T$ (ns)	$L$ , cm		
	10	7	3.5
4	1.24	1.91	2.77
8	3.14	5.04	6.09
12	4.74	7.41	9.99
16	5.99	9.32	12.84
20	7.04	11.16	15.16
24	8.06	12.90	17.33
32	9.71	15.84	21.15
40	11.00	18.11	24.04
48	12.11	19.91	26.34
60	13.40	22.07	28.98
80	14.80	24.54	32.30
100	15.61	26.17	34.42
120	16.04	27.01	35.77

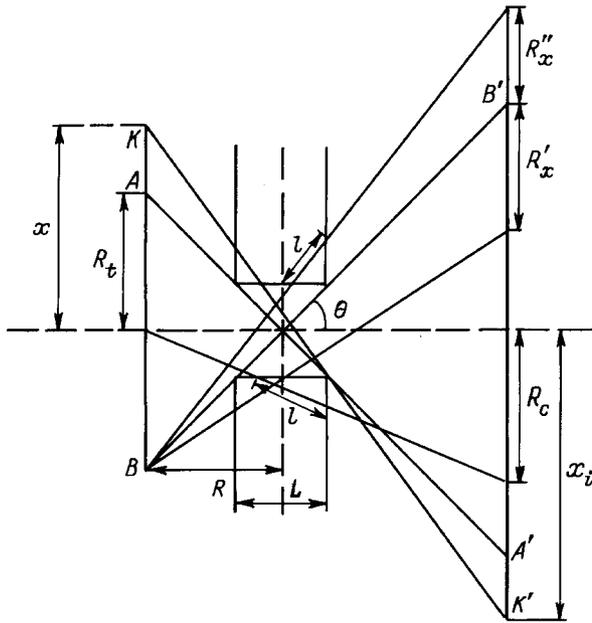


Рис. 1. Геометрия численного эксперимента.

ние расчетов составляет 3%. Температура  $dd$ -плазмы во всех нижеследующих расчетах принималась 0.002 MeV, что соответствовало уширению энергетической линии  $dd$ -нейтронов 0.116 MeV. Для  $dt$ -нейтронов принималось монохроматическое приближение. Ниже обсуждаются результаты для  $dd$ -нейтронов, случай  $dt$ -нейтронов будет оговорен специально.

В табл. 1 приведены результаты расчета фона рассеянных нейтронов в зависимости от времени  $T$  регистрации, толщины  $L$  полиэтиленовой стенки, увеличения  $U$  изображения и расстояния  $R$  от плазмы до центра стенки. Уменьшение абсолютного числа зарегистрированных нейтронов с увеличением толщины стенки объясняется многократным рассеянием нейтронов, в результате которого часть из них летит в заднюю полусферу.

Расчеты изображений точечных источников нейтронов, проведенные по прямой схеме метода Монте-Карло, соответствуют 10%-му относительному среднеквадратичному отклонению в области пика и не учитывают фон рассеянных нейтронов, который должен быть добавлен аддитивно во все каналы для конкретного времени регистрации. Результаты нормированы на  $10^{10}$  нейтронов за вспышку для каждого источника нейтронов. Рис. 1 иллюстрирует входные данные расчетов. Размер  $AB$  термоядерной мишени брался равным 0.05 см. Увеличение  $U$  изображения  $A'B'$  во всех расчетах принималось равным 10. Радиус  $r$  отверстия, как следует из рис. 1, линейно зависит от толщины стенки

$$r = L \cdot R_t / (R \cdot 2). \quad (1)$$

Здесь  $R_t$  — радиус термоядерной мишени. На рис. 2 показан расчет изображений двух точечных источников нейтронов, локализованных в центре и на краю тер-

моядерной мишени, для варианта камеры с  $L = 7$  см и  $R = 13$  см. Отметим хорошее разрешение двух источников и довольно точную идентификацию положения источников. Уменьшение размеров изображения крайнего источника сравнительно с центральным является следствием условий более худшего наблюдения для источника на краю мишени. На рис. 3 приведен расчет изображений трех точечных источников нейтронов, локализованных на одной оси в центре, на краю мишени и посередине между центральным и крайним источниками. Для качественного разрешения источников нейтронов расстояние  $R$  от центра стенки до плазмы было увеличено до 30 см. Толщина  $L$  стенки на этом расчете равна 10 см. Уменьшение числа нейтронов, попавших в пик, обусловлено удалением источников от детекторов нейтронов. Расчеты показывают, что фон нерассеянных нейтронов от одного источника для стенки толщиной  $L = 3.5$  см около 35% от величины изображения, при  $L = 7$  см фон около 15%, при  $L = 10$  см — около 5%. Итак, эффективное подавление фона достигается для стенки толщиной 7–10 см и времен регистрации нейтронов 10–40 ns (табл. 1).

Для дейтерий-третиевой плазмы необходимо учитывать, что полное сечение взаимодействия нейтрона с водородом уменьшается примерно в четыре раза сравнительно со случаем  $dd$ -нейтронов, и поэтому для подавления фона минимальную толщину стенки приходится увеличивать примерно в два с половиной раза. Это приводит к необходимости отодвигать стенку от источника для улучшения разрешения и соответственно к более высоким требованиям на яркость источника нейтронов. На рис. 4 приведены результаты расчета изображения точечного источника  $dt$ -нейтронов, расположенного в центре мишени, значения фона рассеянных нейтронов в зависимости от времени регистрации. Видно, что совокупный фон существенно меньше, чем уровень изображения, даже для больших времен регистрации (400 ns).

## Аналитические оценки разрешения нейтронной камеры-обскуры

Приведенные ниже оценки получены в приближении (практически всегда выполняющемся)

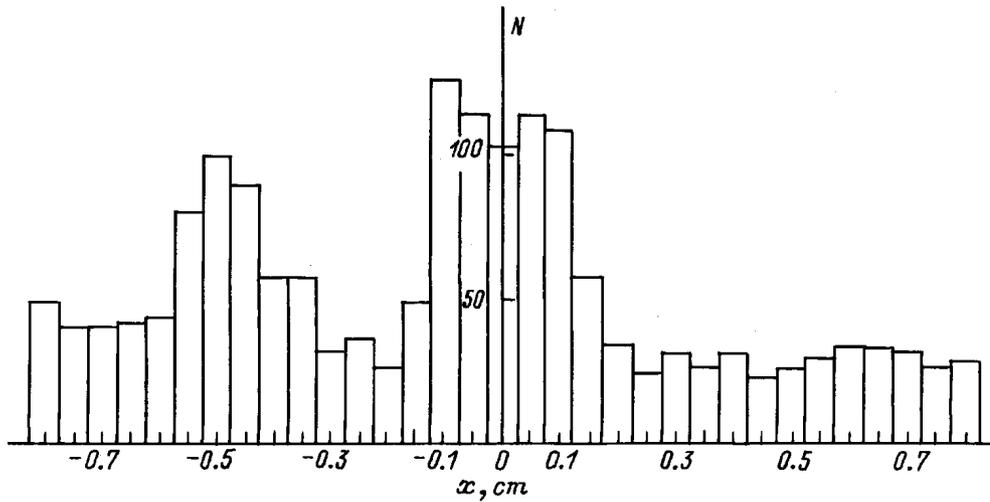
$$\operatorname{tg} \theta = R_t / R \ll 1. \quad (2)$$

Кроме того, фон рассеянных нейтронов выбором времени регистрации может быть сведен к минимуму и поэтому в сделанных ниже оценках он не учитывается.

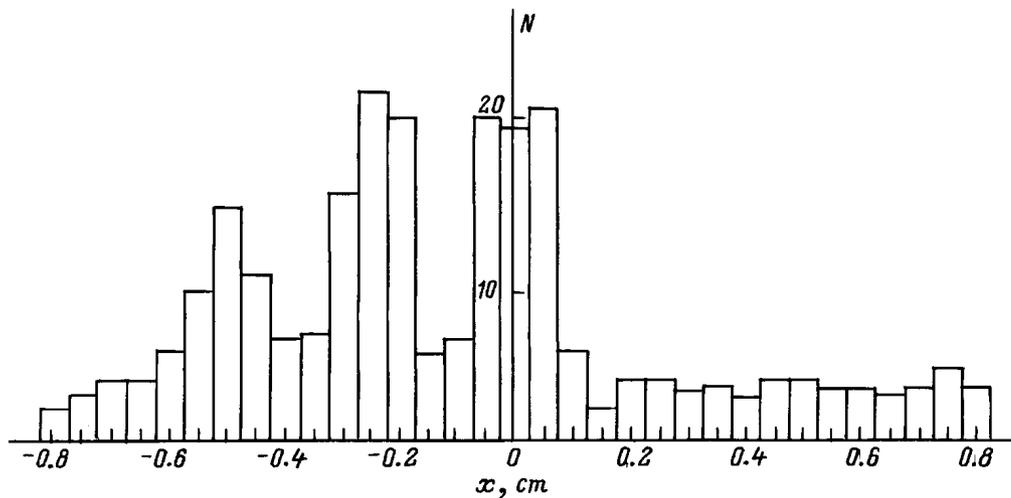
Заметим, что задача обладает цилиндрической симметрией, и определим радиус нейтронного изображения точки условием

$$N(R_i = R_c) / N(R_i = 0) = \exp(-l/\lambda) = P_1. \quad (3)$$

Здесь  $N$  — число зарегистрированных нейтронов;  $R_i$  — расстояние, отсчитываемое от центра изображения;  $R_c$  —



**Рис. 2.** Сечение изображения по оси  $x$ . Расчет случая двух точечных источников, локализованных по оси  $x$  в центре и на краю термоядерной мишени.



**Рис. 3.** Сечение изображения по оси  $x$ . Расчет случая трех точечных источников, локализованных по оси  $x$  в центре, на краю термоядерной мишени и посередине между этими источниками.

радиус изображения центральной точки;  $l$  — пробег нейтронов в веществе;  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега. Выбор  $P_1 = 1/3$  обеспечивает надежное разрешение двух точечных источников: в точке касания радиусов изображений двух точечных источников спад суммарной интенсивности по отношению к максимальной интенсивности составит 40%. Из условия (3) получаем для радиуса изображения центральной точки

$$R_c = r \cdot (U + 1) \cdot R/R_p, \quad (4)$$

$$R_p = R + L/2 + \lambda \ln P_1. \quad (5)$$

Изображение точки представляет собой площадь круга радиуса  $R_c$ . Хорошо известный результат для оптической камеры-обскуры следует из (4) в приближении абсолютной непрозрачности стенок ( $\lambda = 0$ ).

Для точки на краю мишени рассмотрение уравнения (3) приводит к следующим результатам: нейтронный радиус изображения в направлении центра плоскости изображения (рис. 1)

$$R'_x = -\lambda \ln P_1 (U + 1) R_t / R_m, \quad (6)$$

$$R_m = R - L/2 - \lambda \ln P_1; \quad (7)$$

нейтронный радиус изображения в направлении от центра плоскости изображения (рис. 1)

$$R''_x = -\lambda \ln P_1 (U + 1) R_t / R_p. \quad (8)$$

Подчеркнем, что в этом случае положение источника нейтронов на мишени необходимо определять не по центру изображения, а с учетом неравенства радиусов  $R'_x$ ,  $R''_x$  изображения. В оптическом пределе  $\lambda = 0$  и  $R'_x = R''_x = 0$ : точка отображается в точку.

Разрешение изображений двух точечных источников определяется очевидным соотношением

$$R_s = D/U, \quad (9)$$

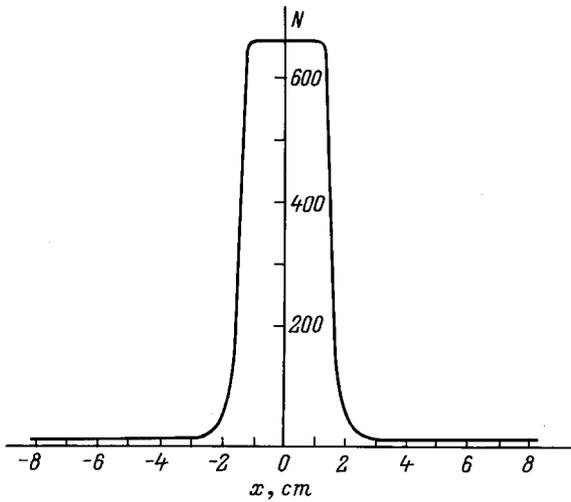
где  $D$  — сумма радиусов изображений в направлении их касания.

Из формул (4)–(9) следует, что увеличение расстояния  $R$  от мишени до камеры уменьшает размеры изображений точек и тем самым улучшает разрешение.

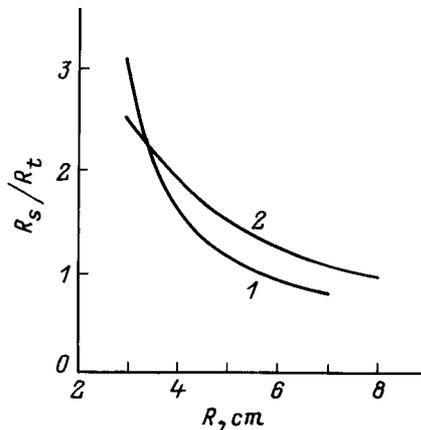
В приближении большого увеличения  $U \gg 1$  для разрешения  $R_s$  двух точечных источников нейтронов имеем

$$R_s/R_t = L/(2R_p) - \lambda \ln P_1/R_m. \quad (10)$$

Как видно из рис. 5, для камеры с толщиной стенки  $L = 7$  см  $R_s \leq R_t$ , если  $R \leq 7$  см. Подчеркнем, что максимальное количество точечных источников, которое



**Рис. 4.** Сечение изображения по оси  $x$ . Источник  $dt$ -нейтронов находится в центре термоядерной мишени радиуса  $R_t = 0.5$  см.  $R = 50$  см,  $L = 30$ ,  $U = 100$  см. Фон рассеянных нейтронов для времен регистрации 100, 200, 300 и 400 нс равен соответственно 95.9, 112.4, 118.6, 121.5 нейтронов.



**Рис. 5.** Зависимость разрешающей способности от расстояния  $R$ .  $L$ , см: 1 — 3.5, 2 — 7.0.

**Таблица 2.** Оптические и нейтронные радиусы изображений точечных источников, рассчитанные по формулам (4)–(8)

$L$	$R$	$R_{\text{optic}}$	$R_c$	$R'_x$	$R''_x$	$R_s$
7	7	1.71	2.22	2.11	1.60	0.044
3.6	2.0	2.44	7.15	4.68	10.05	0.118

**Примечание.** В последней колонке указано разрешение (9) центрального и крайнего точечных источников нейтронов. Параметры расчета:  $U = 100$ ,  $R_t = 0.05$  см. Все величины — в см.

может разрешить камера-обскура в пограничном случае  $R_s = R_t$  равно трем и то лишь, если они находятся на одной прямой, параллельной плоскости стенки камеры. При этом один источник должен располагаться в центре, два других — по противоположным краям мишени.

В табл. 2 приведены радиусы оптического и нейтронного изображений точечных источников, расположенных в центре и на краю мишени, для двух вариантов камеры-обскуры, причем радиусы нейтронных изображений определялись на полувысоте ( $P_1 = 1/2$ ). Там же приведено разрешение этих источников нейтронов. Из табл. 2 следует, что для камер-обскур с малой толщиной  $L$  стенки и малым расстоянием  $R$  от мишени до центра стенки радиусы оптического и нейтронного изображений сильно отличаются друг от друга. Так же сильно отличаются радиусы нейтронных изображений центрального и крайнего точечных источников, причем  $R'_x < R_c$ .

Для хорошего разрешения источников в радиальном направлении представляют интерес камеры-обскуры, для которых изображение точечного источника на краю мишени сплюснуто в этом направлении сравнительно с изображением центральной точки  $R'_x/R_c \leq 1$ . Требуя, чтобы  $R L/2 + \lambda \ln P_1$  (что практически всегда выполнимо), можно удовлетворить условию  $R'_x/R_c \leq 1$  в двух вариантах: 1)  $R > L/2 - \lambda \ln P_1$  и  $L/2 > -\lambda \ln P_1$ ; 2)  $R < L/2 - \lambda \ln P_1$  и  $L/2 < -\lambda \ln P_1$ .

Улучшение разрешающей способности камеры-обскуры может быть достигнуто также некоторым "перемещением" источника нейтронов в область, оптически не наблюдаемую (рис. 1). Это возможно, так как для некоторых направлений движения нейтронов в области отверстия пробег в веществе будет минимален и нейтроны, движущиеся в этих направлениях, практически не будут взаимодействовать с веществом стенки. При этом максимально возможное расстояние  $x_{\text{max}}$  источника нейтронов от центра мишени определяется максимально возможным относительным уменьшением  $P_2$  яркости изображения из-за рассеяния нейтронов в стенке

$$x_{\text{max}}/r = (2R + L)/(L + \lambda \ln P_2) - 1. \quad (11)$$

Минимальное расстояние  $x_{\text{min}}$  источника нейтронов от центра мишени определяется требованием разрешения центрального источника и источника, расположенного в оптически не наблюдаемой области,

$$x_{\text{min}}/r = 2R^2(U + 1)/(R_p \cdot R_u), \quad (12)$$

$$R_u = UR + L/2 + \lambda \ln P_1. \quad (13)$$

Причем для отчетливого наблюдения этих двух источников должно выполняться условие

$$x_{\max} \geq x_{\min}. \quad (14)$$

По существу условие (14) является критерием, определяющим область допустимых значений параметров камеры-обскуры. На рис. 6 область допустимых значений параметров камеры-обскуры, в которой выполняется условие (14), заштрихована.

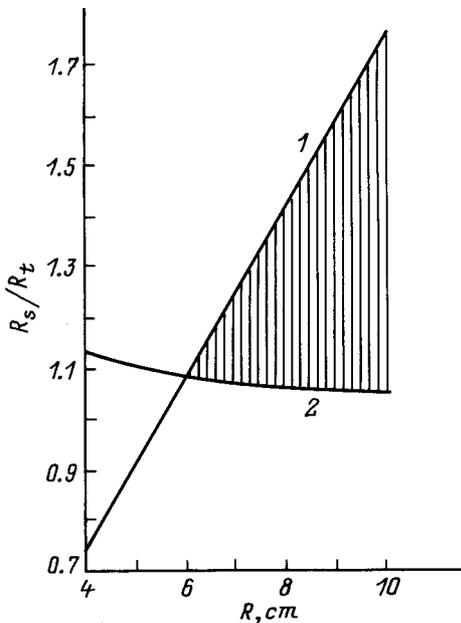
Из рис. 1 видно, что центр изображения точечного источника нейтронов, расположенного в оптически не наблюдаемой области, определяется прямой  $KK'$ , так как для любого другого направления движения нейтрона пробег в веществе больше. Расстояние  $x_i$  до центра изображения равно

$$x_i = x(UR + L/2)/(R - L/2). \quad (15)$$

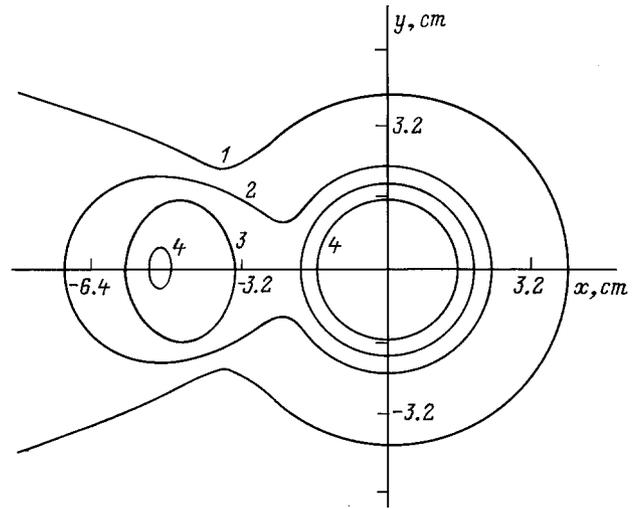
Здесь  $x$  — расстояние от центра мишени до точечного источника. Для радиуса изображения точечного источника нейтронов имеем

$$R_x = x_i - r - (x - r)R_u/R_m. \quad (16)$$

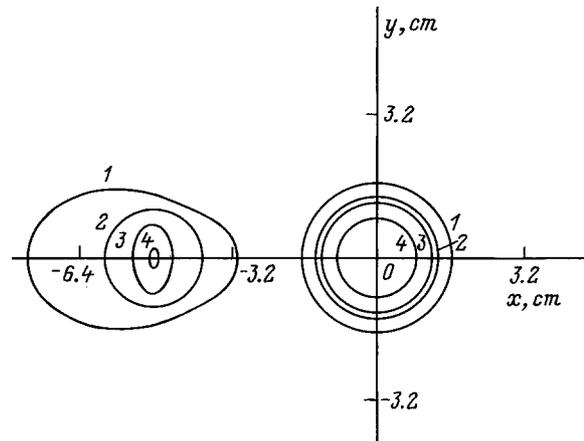
В заключение приведем результаты расчета контурных линий двух точечных источников нейтронов, расположенных в центре и на краю мишени:  $L = 7$  см,  $R = 7$



**Рис. 6.** Возможные максимальное  $x_{\max}$  и минимальное  $x_{\min}$  удаления точечного источника нейтронов от центра мишени в зависимости от расстояния  $R$ . Случай расположения источника нейтронов в оптически не наблюдаемой области. Заштрихованная область определяет параметры камеры-обскуры, разрешающей хотя бы источник в центре и источник по краю мишени, причем они должны находиться на прямой параллельной плоскости стенки камеры.  $L = 7$  см; 1 —  $x_{\max}/(2 \cdot r)$ , 2 —  $x_{\min}/(2 \cdot r)$ .



**Рис. 7.** Контурные линии изображения двух точечных источников нейтронов.  $U = 100$ . Нормировка на  $10^{10}$  нейтронов за вспышку для двух источников нейтронов. 1 — 75.39, 2 — 177.27, 3 — 279.15, 4 — 381.03.



**Рис. 8.** То же, что и на рис. 7, только  $R = 14$  см.

(рис. 7), 14 см (рис. 8). Из рис. 7, 8 видно уменьшение размеров изображения при удалении источников от стенки камеры-обскуры. Форма контурных линий изображения центрального источника нейтронов — окружность, форма контурных линий изображения источника на краю мишени приближается к эллипсу при удалении источника от камеры-обскуры. Видно, что разрешаются два точечных источника нейтронов в этом случае, начиная с расстояния  $R \geq 7$  см.

## Выводы

Показано, что предложенная в данной работе камера-обскура из полиэтилена с временной регистрацией нейтронов на два порядка сравнительно с имеющимися аналогами повышает яркость изображения. Это позволяет проводить локализацию более слабых источников нейтронов. Сделаны аналитические оценки разрешаю-

шей способности такой камеры. Сформулирован критерий, устанавливающий область допустимых значений параметров нейтронной камеры-обскуры. Модификация прямой схемы метода Монте-Карло методом статистических весов существенно уменьшает расчетное время достижения заданной статистической точности.

Автор признателен О.И. Стукову и Ю.А. Михайлову за полезные обсуждения и стимуляцию данной работы.

## Список литературы

- [1] *Наумов В.А., Розин С.Г.* Решение задач физики реакторов методом Монте-Карло. Минск: Наука и техника, 1978. 205 с.
- [2] *Марчук Г.И.* и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
- [3] *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 171 с.
- [4] *Абагян Л.П., Базаняц Н.О., Бондаренко И.И., Николоаев М.Н.* Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964. 153 с.
- [5] ENDF/V. Cross Section Evaluation Center Brookhaven. Report BNL 50066. 1967. 467 p.
- [6] Атлас эффективных нейтронных сечений элементов. М.: Атомиздат, 1955. 359 с.
- [7] *Епанешников В.Д., Кинчаков В.С., Михайлов Ю.А.* и др. О прохождении термоядерных нейтронов через стенку. Препринт ФИАН. М., 1986. № 348. 24 с.