

1. Малые космические аппараты: пособие для студентов факультетов радиофизики и компьютер. технологий, мех.-мат. и геогр. / С.В. Аб-ламейко, В. А. Саечников, А. А. Спиридонов. – Минск : БГУ, 2012. – 159 с.
2. Спутниковые системы связи : пособие для студентов факультетов радиофизики и компьютер. технологий, мех.-мат. и геогр. / С.В.

Абламейко, В.А. Саечников, А.А. Спиридонов. – Минск : БГУ. – 2012. – 147 с.

3. Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А. Теория движения искусственных спутников Земли. Аналитические и численные методы: Учеб.пособие. – Томск: Изд-во Томского университета, 2007. – 178 с.

УДК 539.125, 535.3

## ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ НЕЙТРОННАЯ ЛИНЗА

Кольчевский Н.Н.<sup>1</sup>, Петров П.В.<sup>1</sup>, Хилько Г.И.<sup>2</sup>, Дудчик Ю.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет  
Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>Институт прикладных физических проблем  
Минск, Республика Беларусь

Основные свойства нейтронов это отсутствие заряда, длина волны от 0,1 А до 1000 А, наличие магнитного момента, значительная кинетическая энергия МэВ, преобладающее рассеяние на ядрах атомов. Нейтронные методы используют для изучения атомной, молекулярной, магнитной структуры веществ. Для управления потоками нейтронов традиционно используют отражающую и дифракционную оптику [1,2]. В настоящее время активно развивается новое направление преломляющей нейтронной оптики [3].

Целью данной работы является рассмотрение возможности применения многоэлементной преломляющей линзы на основе эпоксидных клеев (например  $C_{100}H_{200}O_{20}$ ) для фокусировки нейтронного пучка.

Показатель преломления вещества  $n$  для нейтронов меньше 1, поэтому для нейтронного излучения собирающей линзой будет являться вогнутая линза. Одиночная линза будет характеризоваться фокусным расстоянием  $f$  равным:

$$f = \frac{R}{2\delta} = \frac{\pi R}{\rho_a b_c \lambda^2}, \quad (1)$$

где  $R$  – радиус линзы. Например, для эпоксидной линзы с радиусом  $R=2$ мм и длиной волны излучения  $\lambda=10$  А, одна преломляющая линза будет иметь фокусное расстояние порядка 455 м.

Линзовая система, состоящая из последовательно расположенных  $N$  линз, имеет более короткое фокусное расстояние. В приближении тонких линз фокусное расстояние линзовой системы  $F$  равно:

$$F = \frac{f}{N_L} = \frac{R}{2\delta N_L} = \frac{\pi R}{\rho_a b_c \lambda^2 N_L} \quad (2)$$

Для линзовой системы состоящей из 100 эпоксидных линз радиусом  $R=2$ мм и длины волны излучения  $\lambda=10$  А, фокусное расстояние  $F$  составит 4,5 м.

Предельное количество линз, из которых можно построить линзовую систему, ограничено фокусным расстоянием и геометрической длиной линзовой системы. Фокусное расстояние должно быть больше геометрической длины линзовой системы. Следовательно, для получения действительного изображения число линз не должно превышать некоторого предельного количества линз. Предельное количество линз  $N_{max}$  зависит от единичного декремента показателя преломления  $\delta$ :

$$N_{MAX} = \frac{1}{2\sqrt{\delta}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{\rho_a b_c \lambda^2}} \quad (3)$$

Зависимость предельного количества линз  $N_{max}$  для некоторых материалов от длины волны излучения показаны на рисунке 1.

Для эпоксидного клея предельное количество линз более 300 в диапазоне длин волн 0,1-10А

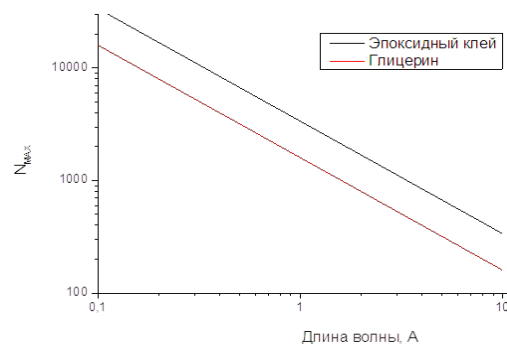


Рисунок 1 – График зависимости предельного количества линз от длины волны

Для линзовой системы, состоящей из 100 линз радиусом 1мм фокусное расстояние составляет более 1м (рисунок 2). Для получения фокусного расстояния равного 1м для эпоксидных линзовых систем, состоящих из 100 отдельных линз, требуются линзы радиусом менее 0,5мм (таблица 1).

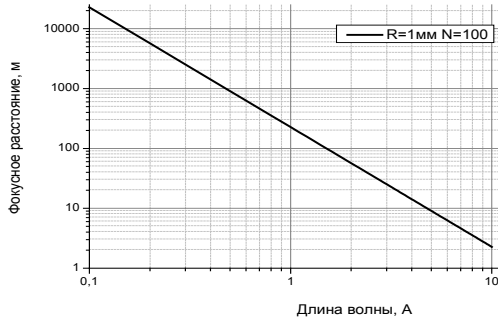


Рисунок 2 – График зависимости фокусного расстояния нейтронной преломляющей линзы

Таблица 1 – Необходимые радиусы эпоксидных линз для получения фокусного расстояния 1м

$\lambda, \text{А}$	0,5	1,5	3	5	10
$R, \text{мкм}$	1	10	40	110	440

Глубина резкости  $dF$ , минимальный размер фокусного пятна линзы  $R_{diff}$  и разрешение определяются размером диафрагмы  $R_D$ .

Для параболической короткофокусной преломляющей линзы радиус диафрагмы или апертуры ограничен значительным ослаблением потока нейтронов в материале:

$$R_D = \sqrt{\frac{R}{2\mu N}} \leq R \quad (4)$$

Расчет для эпоксидной линзовой системы из 100 сферических линз радиусом 1мм пока, что радиус диафрагмы составляет 170 мкм и слабо зависит от энергии фотонов.

Таблица 2 – Параметры линзовой системы

Материал	Эпоксидный клей $C_{100}H_{200}O_{20}$
$\lambda, \text{А}$	10
$\mu, \text{см}^{-1}$	6,89
$\delta$	2,2E-06
$R, \text{мм}$	1
$N$	100
$R_D, \text{мкм}$	170
$F, \text{м}$	2,3
$R_{diff}, \text{мкм}$	8,2
$dF, \text{мм}$	90
$T$	40%

Дифракционное разрешение  $R_{diff}$  преломляющей линзы можно оценить по размеру диска Эйри формируемого диафрагмой линзовой системы:

$$R_{diff} = 1,22 \cdot \lambda \frac{F}{2R_D} \geq \lambda \quad (5)$$

Для линзовой системы (таблица 2) в приближении геометрической оптики методом Монте-Карло выполнены расчеты распределения потока нейтронов в области фокусного пятна (рисунок 3).

Фокусирующие свойства системы

характеризуются коэффициентом усиления. Усиление – это отношение интенсивности на выходе линзовой системы к интенсивности, которую регистрировали бы на выходе коллимирующего устройства, с размером щели равной диаметру рентгенооптического элемента на выходе:

$$G = \left( \frac{\Delta\Omega_{\text{вх}}}{\Delta\Omega_{\text{вх}}'} \right) \cdot T \quad (6)$$

где  $\Delta\Omega_{\text{вх}}$  – телесный угол входного отверстия рентгенооптического элемента, построенный из источника;  $\Delta\Omega_{\text{вх}}'$  – телесный угол выходного отверстия рентгенооптического элемента, построенный из источника,  $T$  – пропускание системы.

Величина усиления зависит от геометрии эксперимента, геометрических параметров линзовой системы, оптических свойств материала линзовой системы, спектра потока нейтронов. Ослабление потока тепловых нейтронов в веществе вдали от резонансных линий может быть описано как сумма процессов рассеяния и поглощения. Рассеяния тепловых нейтронов в веществе является доминирующим процессом.

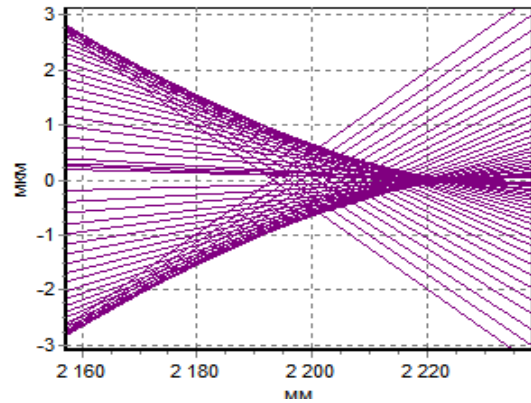


Рисунок 3 – График распределения интенсивности потока нейтронов

Учет ослабления потока нейтронов в материале для сферической линзы показывает зависимость пропускания линзовой системы от толщины отдельных линз и радиуса диафрагмы:

$$T = \frac{2e^{-(2R+d)Nm}}{R^2} \int_0^{R_D} e^{2N_L \mu \sqrt{R^2 - h^2}} h dh \quad (7)$$

Размер фокусного пятна определяет усиление линзовой системы. Максимальное усиление достигается при дифракционной фокусировке. Размер дифракционного пятна определяется поглощением и расстоянием до фокусного пятна. Расчеты ожидаемых коэффициентов усиления для эпоксидной линзовой системы из 100 сферических линз радиусом 1мм и диафрагмой 170 мкм в зависимости от толщины отдельной линзы показаны в таблице 3.

Таблица 3 – Усиление потока нейтронов и пропускание линзовой системы в зависимости от толщины отдельной линзы

Эпоксидный клей $C_{100}H_{200}O_{20}$ $\lambda=10\text{Å}$ $R_f=10\text{мкм}$				
d, мкм	0	10	20	50
T	40%	20%	10%	1,3%
G	116	58	29	3,8

Проведенное исследование показывает возможность эффективной фокусировки (усиление больше 1) нейтронных пучков с длиной волны

5-10 Å с помощью эпоксидных преломляющих линз.

1. Kumakhov M.A., Sharov V.A. A neutron lens. Nature 357, 390 - 391 (1992).
2. Kearney P.D., Klein A.G., Opat G.I. & Gähler R. Imaging and focusing of neutrons by a zone plate. Nature 287. – 1980. – P/ 313-314.
3. Eskildsen M.R., Gammel P.L., Isaacs E.D., Detlefs C., Mortensen K., Bishop D.J. Compound refractive optics for the imaging and focusing of low-energy neutrons Nature 391. – 1998. – P. 563-566.

УДК 621.315.592; 621.384.64

### МОДУЛЬ ВЫВОДА ИОННОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРУ НА БАЗЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ AN-2500

**Комаров Ф.Ф., Камышан А.С., Пилько В.В., Пилько В.В. (мл.)**

*Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко БГУ*

*Минск, Республика Беларусь*

Условия высокого вакуума, необходимые для реализации исследований с помощью методик резерфордовского обратного рассеяния и индуцированного протонами рентгеновского излучения, накладывают жёсткие ограничения на тип и состояние исследуемого объекта, что делает применение этих методик затруднительным в первую очередь в области медицины, где наиболее распространёнными являются исследования на живых объектах или образцах, нахождение которых в вакуумной камере нежелательно или невозможно. Одним из технологических решений данной проблемы стала методика вывода пучка в атмосферу.

В настоящее время существует несколько способов вывода ионного пучка, генерируемого ускорителями, в атмосферу. Для этой цели используются металлические капилляры [1], фольги из различных материалов [2]. Все эти способы не позволяют превысить плотности исходного ионного пучка, что негативно сказывается на скорости сбора статистических данных в вышеуказанных методиках. В то же время известно, что при прохождении ионного пучка через диэлектрические конусные капилляры [3] плотность тока на выходе может быть увеличена на несколько порядков за счёт явления самофокусировки. Именно это обстоятельство послужило основополагающим критерием для реализации именно этой методики.

Разработанный и изготовленный модуль вывода ионного пучка в атмосферу предназначен для проведения исследований элементного со-

става материалов, агрегатное состояние которых не позволяет проводить измерения в вакууме, методами ионноиндуцированного характеристического рентгеновского излучения и резерфордовского обратного рассеяния. Кроме того, данный модуль может быть использован для локальной имплантации с плотностью тока до  $2,5 \text{ мА/см}^2$ .

Общий вид модуля для вывода ионного пучка в атмосферу приведен на рисунке 1. Дифференцированная откачка модуля осуществляется турбомолекулярным и диффузионным вакуумными насосами 6 и 3 соответственно, что позволяет получать вакуум в камере капилляра на уровне  $1,3 \times 10^{-3}$  Па. Ионный пучок, монохроматизированный магнитом-сепаратором ускорителя ионов AN-2500, через ионопровод 8 и входной коллима-тор щелевого прибора 7, контролирующего точку входа пучка в ионопровод 5, через входную диафрагму камеры капилляра диаметром 10 мм подаётся на вход стеклянного капилляра. Благодаря явлению автофокусировки на выходе капилляра 1 можно получать относительно высокие значения плотности ионного тока.

Состав модуля для вывода ионного пучка в атмосферу и назначение его отдельных узлов следующие. Щелевой прибор предназначен для стабилизации энергии ионного пучка и через электронную схему включен в цепь обратной связи ускорителя AN-2500. Сильфонный блок служит для выборки неплоскопараллельности фланцев при юстировке модуля и позволяет регулировать соосность модуля с ионопроводом ускорителя. Вакуумные затворы в количестве 2