

Лабораторный рефлектометр для исследования оптических элементов в диапазоне длин волн 5–50 нм: описание и результаты тестирования

С.А.Гарахин, И.Г.Забродин, С.Ю.Зуев, И.А.Каськов, А.Я.Лопатин, А.Н.Нечай, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, Н.Н.Цыбин, Н.И.Чхало, М.В.Свечников

Описан разработанный в ИФМ РАН лабораторный рефлектометр для прецизионных измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения и пропускания оптических элементов в диапазоне длин волн 5–50 нм. Для монохроматизации излучения используется высокоразрешающий спектрометр Черни–Тернера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами. Фокусировка зондового монохроматического пучка на исследуемом образце производится с помощью тороидального зеркала. Источником рентгеновского излучения является высокоионизированная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка (плотность мощности $10^{11}–10^{12}$ Вт/см²) на твердотельную мишень. Для стабилизации эмиссионных характеристик мишень совершает поступательное линейное и вращательное движения таким образом, чтобы каждый импульс приходился на новое место. Защита короткофокусной линзы от загрязнения продуктами эрозии осуществляется посредством разработанной электромагнитной системы. Исследуемые образцы устанавливаются на расположенный в специальной камере гониометр, который обеспечивает пять степеней свободы для образца с диаметром до 500 мкм и две степени свободы для детектора. Масса образца может достигать 10 кг. Рентгеновское излучение регистрируется детектором, состоящим из внешнего CsI-фото катода и двух микроканальных пластин. Аналогичный детектор выполняет функцию мониторинга интенсивности зондового пучка. Спектральное разрешение рефлектометра составляет 0.030 нм при использовании нарезных решеток с плотностью 900 штрих./мм (спектральный диапазон 5–20 нм) и 0.067 нм для голографических решеток с плотностью 400 штрих./мм (спектральный диапазон 10–50 нм). Анализируется вклад высших порядков дифракции решеток в интенсивность зондового сигнала и способы его учета при измерениях. Приводятся примеры применения рефлектометра для изучения многослойных зеркал и фильтров.

Ключевые слова: рефлектометр, гониометр, мягкое рентгеновское излучение, экстремальное ультрафиолетовое излучение, лазерная плазма, многослойное зеркало.

1. Введение

Для совершенствования технологии изготовления элементов рентгенооптики необходимы данные измерений рентгенооптических свойств (спектральные, угловые, поляризационные зависимости коэффициентов отражения и пропускания, индикатрисы рассеяния) подготовленных образцов на рабочих длинах волн. В полной мере все эти задачи решаются в синхротронных центрах. Однако ориентация только на синхротроны сильно ограничивает возможности исследователей. В частности, свойства тонких пленок и наноструктур могут сильно измениться в процессе транспортировки, а при разработке экспериментальных методов и технологий требуется оперативная информация о физических свойствах созданного объекта. Особенно остро эта проблема проявилась при разработке современной многослойной оптики. Практика показала, что для создания высококачественных многослойных структур необходима оперативная информация о свойствах многослойных структур, поэтому тенденцией по-

следних лет стало создание многофункциональных лабораторных рефлектометров.

В настоящее время существует несколько подходов к решению этой задачи. Первый подход, развиваемый отечественными физиками (школа А.П.Лукирского), основан на разработке рефлектометров по схеме Роуланда со сферической дифракционной решеткой скользящего падения и одной подвижной щелью. Чаще всего используются спектрометры-монохроматоры РСМ-500 [1, 2]. В качестве источника мягкого рентгеновского излучения применяются разборные рентгеновские трубки, устанавливаемые на подвижной части спектрометра-монохроматора, при этом гониометрическая камера практически любого размера размещается за неподвижной выходной щелью. Примером такой схемы может служить рефлектометр [3], оснащенный гониометром, обеспечивающим пять степеней свободы для образцов и две – для детектора, который позволяет изучать рентгенооптику с произвольной формой поверхности, с диаметром до 300 мкм и с числовой апертурой до 0.5.

Достоинством этого подхода является высокое спектральное разрешение, не зависящее от длины волны во всем рабочем диапазоне длин волн, обеспечиваемом дифракционной решеткой. Например, при использовании дифракционной решетки с радиусом кривизны 6 м и плотностью 600 штрих./мм разрешение составляет 0.01 нм в диапазоне длин волн 0.6–5 нм [3]. Очевидным недостатком этого подхода является то, что наличие подвижной щели позволяет применять только малогабаритные и ма-

С.А.Гарахин, И.Г.Забродин, С.Ю.Зуев, И.А.Каськов, А.Я.Лопатин, А.Н.Нечай, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, Н.Н.Цыбин, Н.И.Чхало, М.В.Свечников. Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижегородская обл., Кстовский р-н, 603087 Афонино, ул. Академическая, 7; e-mail: nechay@ipm.sci-nnov.ru, polkovnikov@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 6 февраля 2017 г., после доработки – 9 марта 2017 г.

ломощные источники рентгеновского излучения. Фактически качественные измерения можно проводить только на характеристических линиях материалов анода рентгеновской трубки.

Альтернативный подход, реализованный в [4], заключается в использовании сферической дифракционной решетки с неподвижными щелями. Сканирование по спектру осуществляется простым поворотом решетки. В качестве источника рентгеновского излучения используется лазерная плазма. Для уменьшения астигматизма сферической решетки, увеличения угла сбора излучения из источника и фокусировки излучения в вертикальной плоскости используется цилиндрическое зеркало, установленное перпендикулярно решетке. В настоящее время в мире насчитывается несколько подобных приборов, которыми оснащены ведущие центры – разработчики и исследователи в области современной рентгеновской оптики (см., напр., [5]).

Второй альтернативный подход заключается в использовании плоской решетки с переменным шагом, на которую направляется сходящийся пучок, создаваемый фокусирующим зеркалом скользящего падения, предложенный в [6]. Одна из наиболее заметных реализаций этого подхода описана в [7].

Достоинством альтернативных подходов является более мощный (примерно на два-три порядка) по сравнению с рентгеновской трубкой источник рентгеновского излучения, а также возможность работы с непрерывным спектром. Основной недостаток связан с относительно узким спектральным диапазоном, в котором реализуется высокое спектральное разрешение. В случае сферической решетки это связано с тем, что при повороте дифракционной решетки не соблюдается условие фокусировки круга Роуланда. Использование плоских дифракционных решеток с переменным шагом штриха лишь частично решает эту проблему, расширяя спектральный диапазон с высоким спектральным разрешением примерно до октавы [6–8].

Современные задачи рентгенооптики, такие как создание многослойной изображающей зеркальной оптики дифракционного качества для литографии следующего поколения или для микроскопии в «водном» и «углеродном» окнах прозрачности [9–11], требуют существенно более высокого спектрального разрешения приборов с возможностью плавной перестройки по спектру, в том числе и в области аномальной дисперсии оптических констант материалов, входящих в состав исследуемых образцов.

В настоящей работе предложен рефлектометр, разработанный в ИФМ РАН, соединяющий в себе высокое спектральное разрешение, характерное для приборов первого типа, и мощный источник непрерывного излучения рефлектометров второго типа. Проект рефлектометра и физические принципы, заложенные в его основу, подробно изложены в [12, 13]. В настоящей работе описан уже изготовленный и запущенный в работу прибор. Акцент сделан на описании элементов рефлектометра, результатах тестирования его характеристик, приводятся примеры применения для изучения многослойных зеркал, иллюстрирующие возможности прибора.

2. Оптическая схема, состав и принцип работы рефлектометра

Рентгенооптическая схема рефлектометра, взятая за основу из работы [13], приведена на рис.1. Основными

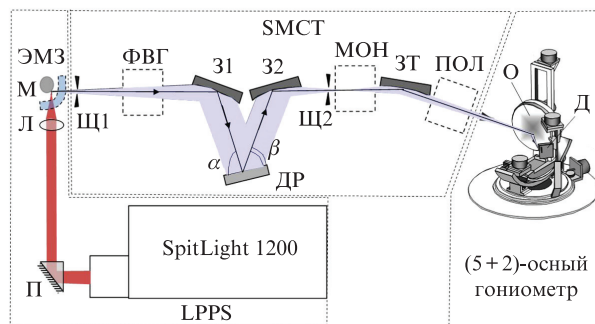


Рис.1. Рентгенооптическая схема рефлектометра: SMCT – спектрометр-монокроматор Черни–Тернера, LPPS – импульсный лазерно-плазменный источник рентгеновского излучения; SpitLight 1200 – марка Nd:YAG-лазера; П – поворотная призма; Л – фокусирующая линза; М – мишень; ЭМЗ – электромагнитная защита оптики от загрязнения; Щ1 и Щ2 – входная и выходная щели спектрометра; ФВГ – фильтр высших порядков (гармоник); 31 и 32 – коллимирующие сферические зеркала; ДР – плоская дифракционная решетка; ЗТ – торoidalное зеркало; МОН – монитор интенсивности зондового пучка; ПОЛ – поляризатор; О – исследуемый образец; Д – детектор.

элементами прибора являются импульсный лазерно-плазменный источник (LPPS – Laser Plasma Pulsed Source) мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучений, спектрометр-монокроматор (SMCT – Spectrometer-Monochromator Czerny–Turner), обеспечивающий необходимый уровень монохроматизации и геометрические размеры зондового пучка на исследуемом образце, а также (5+2)-осный гониометр, позволяющий изучать образцы с произвольной формой поверхности и с диаметром до 500 мм.

При разработке спектрометра-монокроматора рентгеновского излучения выбрана схема Черни–Тернера с двумя коллимирующими зеркалами и плоской дифракционной решеткой. Такая схема, в отличие от традиционно применяемых спектрометров-монокроматоров роуландовского типа, обеспечивает характерное для них высокое спектральное разрешение и широкий рабочий диапазон, но при этом входная и выходная щели остаются неподвижными. Это снимает практически полностью ограничения на массогабаритные характеристики источника излучения и рефлектометра. Именно это свойство схемы Черни–Тернера и позволило нам перейти от маломощной рентгеновской трубки к лазерно-плазменному источнику излучения.

Преимуществом данного типа спектрометра-монокроматора перед спектрометрами, использующими стационарные щели и плоскую дифракционную решетку с переменным шагом штрихов, является более широкий диапазон длин волн, в котором сохраняется высокое спектральное разрешение.

Принцип работы прибора заключается в следующем. Излучение Nd:YAG-лазера SpitLight 1200, работающего в режиме модулированной добротности (рабочие длины волн 532 и 1064 нм, энергия в импульсе 800 и 1200 мДж соответственно, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 7 нс), с помощью короткофокусной линзы Л (фокусное расстояние 35 мм) фокусируются на мишени М в пятно диаметром около 100 мкм (плотность мощности $\sim 10^{12}$ Вт/см²). Излучение из образовавшегося плазменного факела падает на входную щель спектрометра-монокроматора Щ1. Сразу над мишенью установлена система электромагнитной защиты ЭМЗ, защи-

щающая входную щель и линзу от загрязнений продуктами эрозии мишени.

Для стабилизации эмиссионных характеристик, по аналогии с [5], мишень (в нашем случае изготовленная из нержавеющей стали) совершает поступательное линейное и вращательное движение таким образом, чтобы каждый импульс лазерного излучения приходился на новое место. Такая конструкция мишени предотвращает появление на ней «кратеров», и она остается относительно гладкой даже после нескольких «проходов» лазерного излучения по мишени. Гладкость мишени обуславливает постоянство площади облучаемой области (плотность мощности лазерного излучения в пятне фокусировки является критическим параметром, определяющим интенсивность и спектр излучения плазмы) и отсутствие экранировки выходящего из плазмы излучения.

Входная (Щ1) и выходная (Щ2) щели располагаются в меридиональных фокусах зеркал 31 и 32 соответственно. Вышедший из щели расходящийся пучок излучения преобразуется зеркалом 31 в параллельный, падающий под углом α на плоскую дифракционную решетку. Дифрагированные параллельные монохроматические пучки падают на зеркало 32 и фокусируются в его фокальной плоскости. Дифрагированный под углом β пучок фокусируется на выходной щели Щ2.

Сканирование по спектру осуществляется поворотом решетки в соответствии с уравнением дифракционной решетки

$$\cos \alpha - \cos \beta = m\lambda/D, \quad (1)$$

где m – порядок дифракции; λ – длина волны; D – период решетки; α и β – углы падающего и дифрагированного пучков соответственно. Особенностью такой схемы сканирования по спектру является постоянство суммы углов

$$\Phi = \alpha + \beta \quad (2)$$

вне зависимости от длины волны. Это условие означает, что угловая и линейная дисперсии спектрометра практически не изменяются во всем диапазоне сканирования. Это легко видеть, продифференцировав соотношение (1) по углу дифракции и сделав, с учетом малости углов, замену типа $\sin \alpha \approx \alpha$:

$$\frac{d\lambda}{d\beta} \approx \frac{D}{m} (\alpha + \beta) = \frac{D}{m} \Phi. \quad (3)$$

Спектральный диапазон определяется периодом дифракционной решетки и рабочими углами. Максимальная длина волны λ_{\max} достигается при $\beta = 0$:

$$\lambda_{\max} = D(1 - \cos \Phi). \quad (4)$$

Минимальная длина волны достигается при $\alpha \approx \beta \approx \Phi/2$ и ограничивается только коэффициентами отражения зеркал, эффективностью и рассеянием дифракционной решетки вблизи нулевого порядка при данном угле падения.

Монохроматический зондовый пучок падает на тороидальное зеркало 3Т, предназначенное для формирования зондового пучка заданного размера на исследуемом образце. Сагиттальный и меридиональный радиусы тора выбраны таким образом, чтобы в вертикальной плоско-

сти тор строил изображение источника излучения, а в горизонтальной – выходной щели Щ2. Угол падения излучения на тор составляет 1.5° . Поскольку угол падения предельно мал и зеркало не меняют при переходе от одного спектрального диапазона к другому, тор покрывают золотом со средним коэффициентом отражения во всем рабочем диапазоне 80%.

Контроль интенсивности зондового пучка производится с помощью детектора-монитора МОН, установленного между выходной щелью и тороидом. Такой детектор представляет собой вторичный электронный умножитель, состоящий из двух микроканальных пластин шевронного типа. В качестве фотокаатода используется металлическая сетка с нанесенным на нее тонким слоем CsI. Наличие детектора-монитора позволяет отслеживать изменение интенсивности излучения от выстрела к выстрелу. Связь между коэффициентом отражения (прохождения) R исследуемого оптического элемента и сигналами монитора (I_m) и детектора (I_{rd}), регистрирующего отраженный (прошедший) сигнал, выражается следующим образом:

$$R = K \frac{I_{rd}}{I_m}, \quad (4)$$

где $K(\lambda) = I_m(\lambda)/I_{od}(\lambda)$ – измеренная перед процессом тестирования оптического элемента спектральная зависимость отношения сигналов монитора и детектора при выведенном образце из пучка.

Отраженный от тороида зондовый пучок фокусируется на ось гониометра, на котором устанавливается исследуемый образец. Так как основная масса образцов имеет криволинейную форму отражающей поверхности, а числовая апертура деталей NA может достигать 0.5 при диаметрах зеркал до 300–500 мм, то гониометр имеет семь степеней свободы, обеспечивая установку любой точки образца на ось гониометра и ориентацию локальной нормали по оси пучка. Для рефлектометра был разработан гониометр, прототип которого описан в [1, 3]. Гониометр обеспечивает следующие движения: вертикальное (Z) и горизонтальное (X) перемещения, вращение вокруг оси X (ω -вращение) и вращение вокруг осей Z (φ -вращение) и Y (θ -вращение), а также две степени свободы для детектора: 2φ - и 2θ -вращение. Отличием от прототипа является большой (до 500 мм) диаметр образцов, которые могут исследоваться с помощью этого гониометра. Основные параметры оптической схемы рефлектометра приведены ниже*, а движений, обеспечиваемых гониометром, – в табл. 1.

Расстояния (мм)

Источник излучения – Щ135
Щ1–31	1200
31–32.	170
32–Щ2.	400
Щ2–3Т.	200
3Т–О.	800
источник излучения–3Т (с учетом пути между зеркалами и дифракционной решеткой)	2025
Размеры щелей (мкм)	
Щ1	100
Щ233

* Расстояния указаны между центрами соответствующих элементов. Предельное спектральное разрешение получено по формуле (3) с учетом ширины обеих щелей.

Радиусы кривизны (мм)	
31	45858.00
32	15285.00
3Т (сагиттальный)	12224.00
3Т (меридиональный)	30.40
Предельное (измеренное) разрешение в середине диапазона ($\lambda_c/\Delta\lambda$)	
Решетка, 900 мм ⁻¹	556 (500)
Решетка, 400 мм ⁻¹	500 (450)

Табл.1. Основные характеристики движений, обеспечиваемых гониометром.

Тип движения	Диапазон перемещения	Точность перемещения
X – координата (мм)	50	0.1
Z – координата (мм)	250	0.1
ω -вращение (угл. град)	360	0.1
φ -вращение (угл. град)	360	0.025
θ -вращение (угл. град)	± 30	0.025
2φ -вращение (угл. град)	360	0.025
2θ -вращение (угл. град)	± 30	0.025

Интенсивность отраженного (или прошедшего) от исследуемого образца излучения регистрируется с помощью детектора Д, аналогичного детектору-монитору и отличающегося от него только конструкцией фотокатода, представляющего собой полированную нержавеющую пластину, покрытую пленкой CsI толщиной 100 нм.

Гониометр обеспечивает основные интересные рентгенооптиков типы сканирования: φ - 2φ , Z- и X-сканирование при фиксированных угловых положениях образца и детектора; 2φ - и 2θ -сканирование детектором при фиксированном положении образца (измерение индикатрис рассеяния).

Проблема потери интенсивности зондового монохроматического пучка из-за дополнительных отражений зеркалами-коллиматорами решена путем применения двухслойных покрытий Cr(10 нм)–С(5 нм), предложенных и изученных в [14]. Идея этих покрытий заключается в том, что в длинноволновой части рабочего диапазона критический угол пучка больше, и в качестве наружного слоя можно использовать материал с меньшим атомным номером (в нашем случае С) и, соответственно, с меньшими потерями на поглощение. При переходе в коротковолновую часть излучение проходит через верхний слой и отражается от внутреннего (Cr) слоя с большим атомным номером. По сравнению с традиционно применяемыми для этих целей покрытиями из тяжелых материалов (золото, вольфрам) уменьшение потерь может достигать (с учетом трехкратного отражения) 30% и более, что повышает эффективность спектрометра почти в два раза.

Дополнительную информацию о параметрах оптических элементов, принципах расчета и минимизации aberrаций спектрометра-монохроматора можно найти в [12, 13].

3. Тестирование характеристик рефлектометра

Основными характеристиками рефлектометра являются: рабочий диапазон длин волн, интенсивность (динамический диапазон по интенсивности), спектральная ширина (спектральное разрешение спектрометра-монохроматора) и размер зондового пучка на исследуемом об-

разце. В данной серии экспериментов поляризатор (см. рис.1) не применялся. Эксперименты проводились с использованием двух дифракционных решеток производства Государственного института прикладной оптики (Казань). Первая решетка – это нарезная решетка-эшелетт с плотностью 900 штрих./мм, вторая – голографическая решетка с плотностью 400 штрих./мм.

Для увеличения дифракционной эффективности в коротковолновой части рабочего диапазона эшелетт был подвергнут ионно-пучковой полировке. В результате эффективность в области 4.47 нм выросла с 0.4% до 3%, а на длине волны 8.21 нм – с 5.2% до 13%. Нанесение отражающего покрытия Cr(10 нм)–С(5 нм) увеличило дифракционную эффективность до 11.2% и 18.4% соответственно [15].

По результатам измерений, приведенным в [16], размер источника излучения LPPS составляет 100×150 мкм на полувысоте интенсивности.

Размер зондового пучка на образце измерялся ножевым методом и составил 500×400 мкм. Размеры пучка примерно в четыре раза превысили расчетное значение, что, по-видимому, связано с качеством тороидального зеркала. Тем не менее, этот размер пучка удовлетворяет основным требованиям практически для всех интересных приложений в рентгенооптике ЭУФ и МР диапазонов.

Рабочий диапазон длин волн, спектральное разрешение и динамический диапазон по интенсивности прибора во многом определяются характеристиками дифракционных решеток. В соответствии с (4) для угла $\Phi = 12^\circ$ (угол определяется конструкцией прибора) максимальная длина волны для первой решетки $\lambda_{\max 1} = 24.3$ нм, для второй – $\lambda_{\max 2} = 54.6$ нм. Так как спектр излучения плотной плазмы носит квазинепрерывный характер, то первоначально (с целью оценки вклада высших порядков дифракции в интенсивность зондового пучка) с помощью рефлектометра [3] была изучена дифракционная эффективность решеток в различных порядках дифракции. Эксперименты выполнялись в условиях, которые соответствуют режиму работы спектрометра-монохроматора Черни–Тернера; детектор устанавливался на угол $\Phi = 12^\circ$ по отношению к падающему пучку, вращалась только решетка. Измерения проводились на следующих характеристических линиях: С K_α ($\lambda = 4.47$ нм), Мо M_ξ ($\lambda = 6.44$ нм), Zr M_ξ ($\lambda = 8.21$ нм), Be K_α ($\lambda = 11.40$ нм), Si L_α ($\lambda = 13.55$ нм), Al L_α ($\lambda = 17.14$ нм), Mg L_α ($\lambda = 25.15$ нм) и He II ($\lambda = 30.4$ нм). На рис.2 приведены результаты измерений для нарезной (плотность штрихов 900 мм⁻¹) и голографической (400 мм⁻¹) решеток. По оси абсцисс отложена рабочая длина волны в спектрометре, по оси ординат – вклад высших порядков дифракции в сигнал зондового пучка. Номер кривой соответствует номеру порядка.

Как видно из рис.2, при выполнении прецизионных измерений необходимо учитывать вклад высших порядков дифракции в интенсивность зондового сигнала, в противном случае можно ожидать большой ошибки в процессе измерений.

Рассчитанные вклады порядков в интенсивность зондового сигнала, выраженные в процентах от интенсивности в первом порядке, приведены в табл.2. В расчетах предполагалось, что функция спектральной плотности мощности имеет вид плато, т.е. не зависит от длины волны, и учитывалось, что из-за дисперсии интервал длин волн $\Delta\lambda_m$ на выходе монохроматора обратно пропорционален номеру порядка ($\Delta\lambda_m \sim 1/m$).

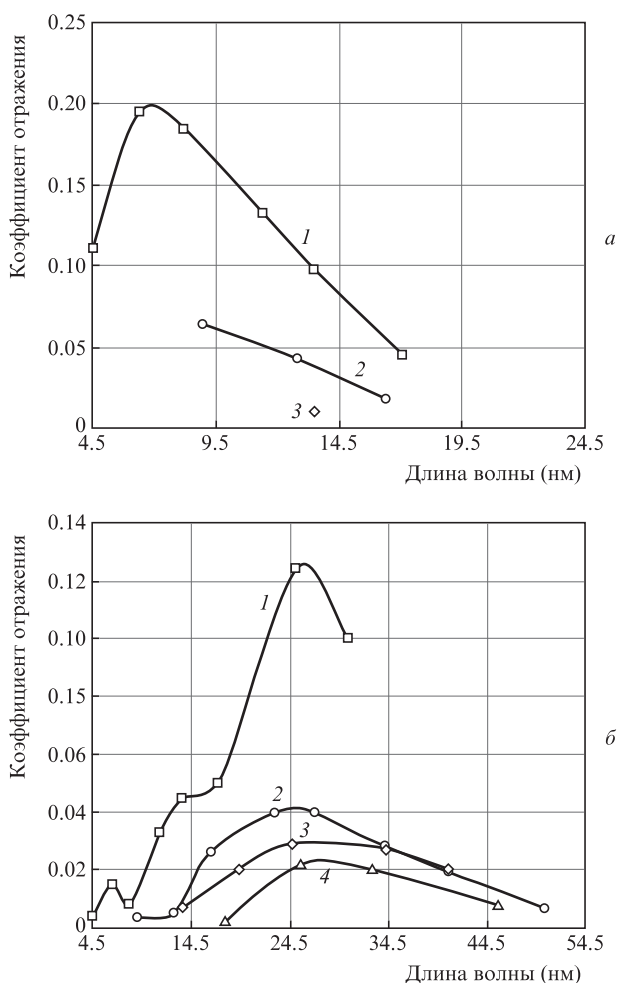


Рис.2. Вклады дифракционных порядков в интенсивность зондового сигнала для нарезной решетки с плотностью штрихов 900 мм^{-1} (а) и голографической решетки с плотностью штрихов 400 мм^{-1} (б) в зависимости от длины волны. Номер кривой соответствует номеру порядка дифракции.

На рис.3,а показан измеренный (без учета порядков) типичный спектр LPPS с мишенью из нержавеющей стали, снятый с помощью нарезной дифракционной решетки (900 штрих./мм). В каждой точке спектральной кривой производилось усреднение по 30 импульсам лазерного излучения. В соответствии с (4) максимальная длина волны составляет 24 нм. Максимум интенсивности зондового пучка приходится на спектральную область 10–13 нм. Регистрируемая в области длин волн короче 5 нм интенсивность излучения обусловлена рассеянием излучения от решетки. Эта длина волны – коротковолновая граница рабочего диапазона.

Спектр, снятый с помощью голографической решетки (400 штрих./мм), представлен на рис.3,б. На рисунке приведены пять последовательно снятых кривых (тонкие

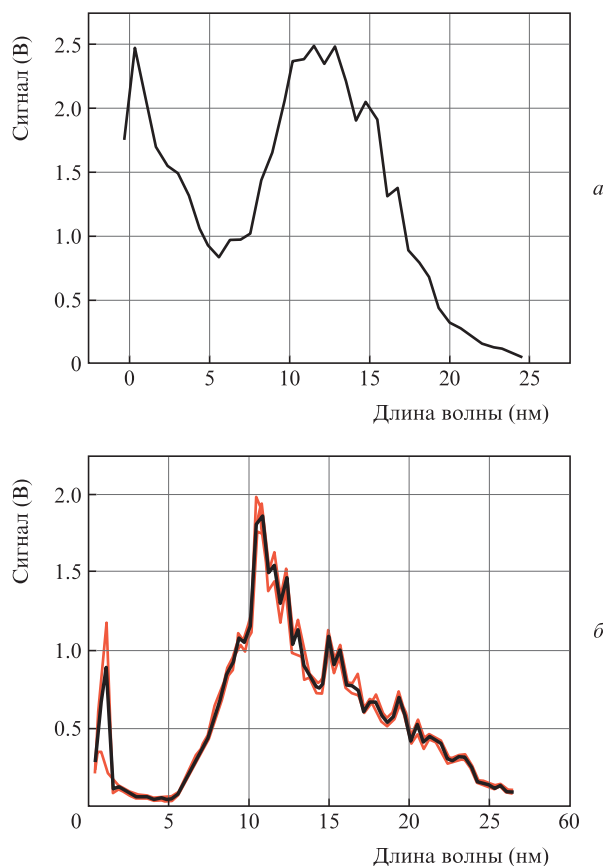


Рис.3. Спектры, регистрируемые из лазерно-плазменного источника с мишенью из нержавеющей стали: а – нарезная решетка, б – голографическая решетка.

сплошные линии) и усредненная по этим кривым (толстая сплошная линия) спектральная зависимость интенсивности зондового пучка. В каждой точке спектральной кривой производилось усреднение по 30 импульсам лазерного излучения, поэтому усредненная кривая получена для 150 импульсов в каждой точке. Максимальная длина волны излучения составляет 52 нм. Максимум интенсивности приходится на область 20–25 нм, которая соответствует максимуму дифракционной эффективности решетки и, видимо, максимуму интенсивности источника. Наличие нескольких кривых на рисунке, соответствующих серии из последовательных измерений, иллюстрируют следующее: во-первых, достаточно высокую воспроизводимость спектральных характеристик источника от выстрела к выстрелу; во-вторых, показывает, что наблюдаемые на кривых «зубцы» обусловлены не флуктуациями интенсивности сигнала, а отвечают реальным особенностям спектра (спектральные линии ионов разной кратности ионизации и различных химических элементов).

Как следует из вида спектральных кривых, проблема вклада высших порядков в интенсивность зондового пучка является актуальной. Например, в области 40 нм, с учетом эффективности дифракционной решетки и вида спектра (табл.1 и рис.3,б), вклад 2-го порядка в интенсивность зондового пучка будет составлять почти 40%. Решение этой проблемы мы видим в использовании фильтров. Например, для измерений в спектральной области от 17 до 34 нм достаточно использовать Al-фильтр толщиной 200 нм (рис.4). Использование такого фильтра с пропусканием 60%–70% позволяет подавить во всем рабочем диапазоне (отмечен пунктирными стрелками) вто-

Табл.2. Вклады дифракционных порядков в интенсивность зондового сигнала (в процентах от интенсивности в первом порядке).

Номер порядка, m	Эффективность по отношению к 1-му порядку (%)	
	Нарезная решетка	Голографическая решетка
1	100	100
2	18.9	16.5
3	3.4	8.4
4	–	4.8

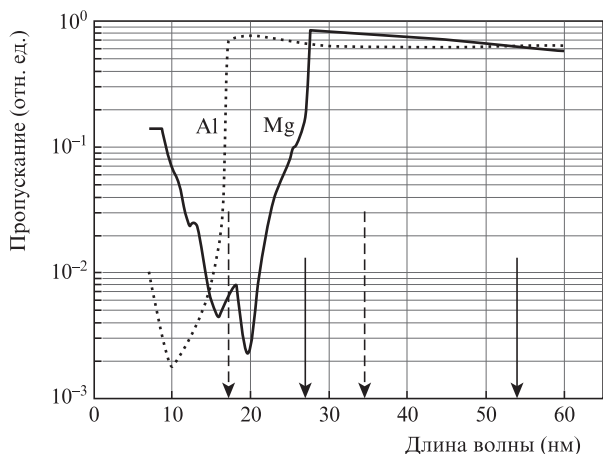


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициентов пропускания Al- и Mg-фильтров толщиной 0.2 мкм. Пунктирными стрелками указан рабочий диапазон рефлектометра с Al-фильтром, сплошными – с Mg-фильтром.

рые порядки более чем в 100 раз (длины волн 8.5–17 нм), а третьи порядки (длины волн 5.6–11.3 нм) в 50–500 раз. Аналогичное поведение в диапазоне 27–54 нм демонстрируют фильтры на основе Mg. Разработанные в ИФМ РАН технологии изготовления фильтров на основе свободно висящих многослойных структур позволяют надежно перекрыть весь рабочий диапазон длин волн [17, 18].

Так как спектральное разрешение спектрометра-монокроматора в большинстве случаев определяется погрешностью юстировки и геометрическими aberrациями оптической системы в целом, то вид спектра в нулевом порядке в наибольшей степени характеризует разрешение прибора. Эффективность и достоверность этого простого метода измерения разрешения показана в [19] на примере изучения узких спектральных линий Al K_{α} (длина волны 0.834 нм, ширина менее 0.001 нм), Mg K_{α} (0.989 нм, ширина 0.001 нм) и Fe L_{α} (1.76 нм, ширина 0.003 нм). По аналогии с [4, 5] разрешение также определялось по крутизне коэффициента пропускания в области краев поглощения материалов фильтров. По результатам измерений с помощью двух методик получено удовлетворительное совпадение. На рис.5 приведены измеренные спектральные зависимости интенсивности зондового пучка в нулевом порядке для нарезной и голографической решеток. Как видно из рисунка, спектральное разрешение на полувысоте интенсивности сигнала составило 0.030 нм для нарезной решетки и 0.067 нм для голографической. Это отвечает спектральному разрешению на центральной длине волны диапазона $\lambda_c = 15$ нм, $\lambda/\Delta\lambda \approx 500$ и $\lambda_c = 30$ нм, $\lambda/\Delta\lambda \approx 450$ соответственно, что, во-первых, чуть хуже расчетного разрешения (556 и 500 соответственно, см. выше) и, во-вторых, вполне достаточно для решения большинства рентгенооптических задач.

Оценка числа фотонов в зондовом пучке проводилась на длине волны 13.5 нм с помощью абсолютно калиброванного детектора SPD UV с многослойным Zr/Al-покрытием – фильтром, нанесенным на его поверхности (калибровочная кривая детектора приведена в [20]). Спектральная плотность мощности в этом диапазоне составила около 10^8 фотонов/(с·0.1 нм), что примерно в 1.5 раза меньше, чем ожидалось (см. [13]), и сопоставимо с данными для лабораторных рефлектометров [4, 5, 7].

В экспериментах с использованием детекторов на основе микроканальных пластин во всем рабочем диа-

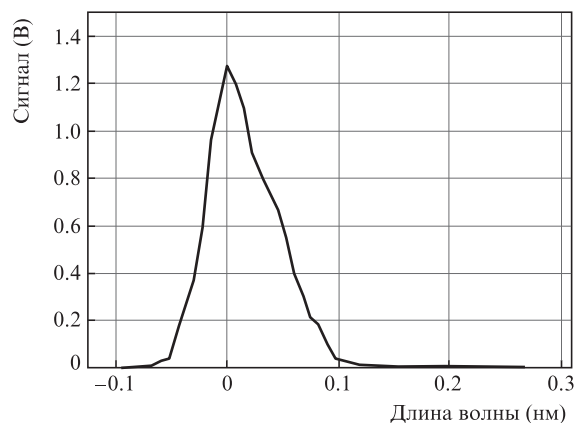
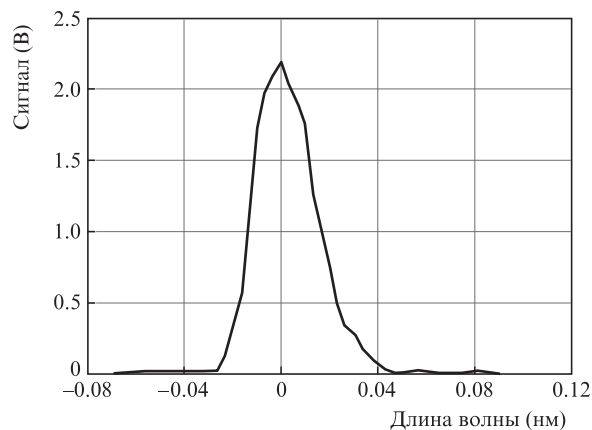


Рис.5. Спектральные зависимости интенсивности зондового пучка в нулевом порядке для нарезной (а) и голографической (б) дифракционных решеток. Отрицательные значения длин волн соответствуют противоположному порядку.

пазоне длин волн динамический диапазон прибора по интенсивности зондового пучка составил более 10^3 .

4. Примеры применения рефлектометра для изучения элементов рентгенооптики

В настоящее время рефлектометр используется для измерений коэффициентов отражения и прохождения элементов многослойной оптики. На рис.6,а приведены угловые зависимости коэффициента отражения многослойного Mo/Be-зеркала (150 периодов, период равен 5.93 нм), измеренные на длине волны 11.38 нм. Из рисунка видно, что пиковый коэффициент отражения и резонансные длины волн совпадают с точностью примерно $\pm 1.5\%$. Обращает на себя внимание, что побочные максимумы, наблюдаемые слева от брэгговского пика на кривой, измеренной на синхротроне, на лабораторном приборе практически не разрешаются. Тем не менее, лабораторная кривая хорошо описывает их среднее значение. Это обстоятельство будет учитываться при восстановлении структурных параметров многослойных зеркал по измеренным угловым зависимостям коэффициентов отражения в мягком и жестком рентгеновских диапазонах.

Новые возможности, появившиеся в связи с запуском нового прибора, проиллюстрированы на рис.6,б и 7. На рис.6,б приведена измеренная спектральная зависимость коэффициента отражения многослойного Si/Mg-зеркала, разрабатываемого для исследования Солнца на длине волны 30.4 нм (He II) [21]. Ранее эти измерения делались

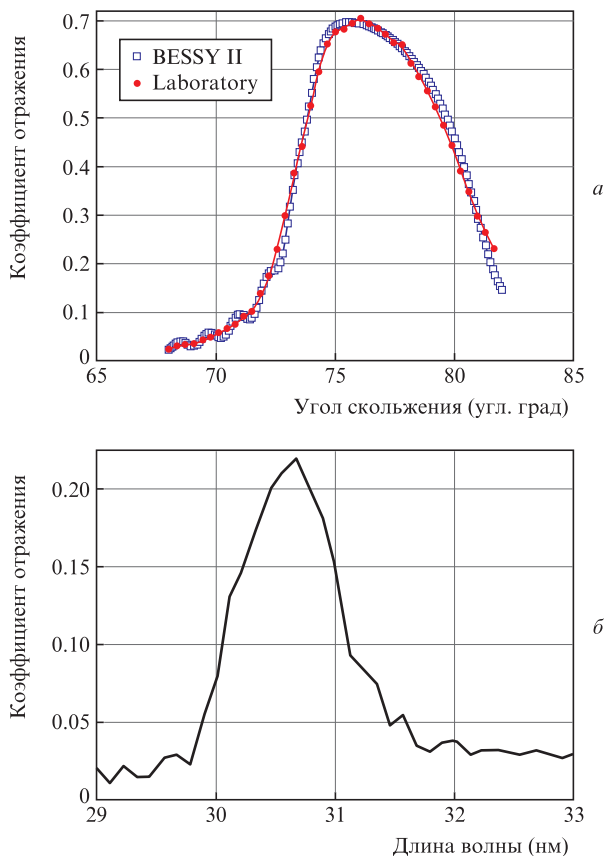


Рис.6. Угловые зависимости коэффициента отражения многослойного Mo/Wc-зеркала (150 периодов, период – 5.93 нм), измеренные на длине волны 11.38 нм: кривая Laboratory соответствует измерениям, проведенным на описываемом приборе (каждая точка на лабораторной кривой получена в результате усреднения по 30 импульсам лазерного излучения), а кривая BESSY II – на синхротроне BESSY-2 (а); спектральная зависимость коэффициента отражения Si/Mg, измеренная на разработанном рефлектометре (б).

на линии He II с использованием газового разряда низкого давления. Поскольку линия узкая (на несколько порядков уже полосы пропускания многослойного зеркала), то при оценке разрешающей способности зеркал в этой спектральной области может быть использована известная формула связи спектрального разрешения и ширины

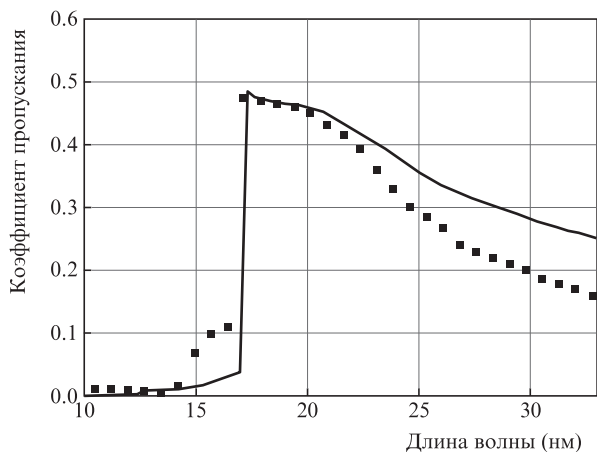


Рис.7. Спектральная зависимость коэффициента пропускания многослойного Al/Si-фильтра (толщина Al – 2.9 нм, толщина кремния – 2.1 нм, число периодов составляет 55 + один слой Si). Сплошная линия – расчет, точки – результаты измерений.

угловой зависимости коэффициента отражения на фиксированной длине волны. Этот подход хорошо работает в коротковолновом диапазоне, где дисперсия оптических констант в пределах полосы пропускания многослойных зеркал мала, и неудовлетворительно – в ЭУФ диапазоне, где зеркала имеют широкую полосу пропускания, в пределах которой оптические константы материалов уже заметно изменяются. Благодаря наличию широкополосного источника излучения (LPPS) представленный рефлектометр позволяет проводить подобные эксперименты.

Рефлектометр дает возможность изучать спектральные зависимости коэффициентов пропускания фильтров. На рис.7 показана такая зависимость для свободно висящей многослойной структуры Al/Si, предназначенной для подавления длинноволнового излучения (абсорбционный фильтр). Как видно из рисунка, если непосредственно у края поглощения результаты расчета и эксперимента совпадают, то при движении в длинноволновую область наблюдается расхождение, причиной которого, по-видимому, является окисление пленок. Об этом свидетельствует и наличие пропускания за краем поглощения, указывающее на наличие оксидного слоя на поверхности пленки.

5. Заключение

В работе подробно описан разработанный в ИФМ РАН лабораторный рефлектометр на основе лазерно-плазменного источника МР и ЭУФ излучения и спектрометра-монокроматора Черни–Тернера, предназначенный для прецизионных измерений спектральных характеристик элементов рентгенооптики в диапазоне длин волн 5–50 нм. Рабочий диапазон прибора может быть расширен как в длинноволновую, так и в коротковолновую сторону за счет применения дифракционных решеток с большим или меньшим периодом. Так, дифракционная решетка с плотностью штрихов 300 мм^{-1} позволит работать до длины волны 73 нм, при этом селективность спектрометра $\lambda/\Delta\lambda \approx 500$. В дальнейшем планируется увеличение спектрального разрешения за счет замены сферических коллиматорных зеркал асферическими, как было показано в [13].

В настоящее время коротковолновая граница прибора (5 нм) ограничена сильным рассеянием излучения от нарезной дифракционной решетки. Были исследованы несколько дифракционных решеток, отличающиеся в том числе и плотностью штрихов. Хотя после ионно-пучковой полировки они показали неплохую дифракционную эффективность в первом порядке, наибольшее отношение интенсивности монохроматического излучения к фону в коротковолновой области не превышало 10. Для решения этой проблемы будут изготовлены оптимизированные на этот диапазон длин волн голографические решетки.

Несмотря на имеющееся ограничение по такой технической характеристике, как ширина рабочего диапазона длин волн, в котором сохраняется высокое спектральное разрешение, предлагаемый рефлектометр превосходит ближайшие мировые аналоги [4, 5, 7]. Преимуществами рефлектометра перед приборами на основе рентгеновских трубок и газоразрядных источников излучения [1–3] являются большая величина сигнала и широкий спектр излучения лазерно-плазменного источника.

Такой прибор позволит изучать зеркала с произвольной формой поверхности и с диаметром до 500 мм, а в перспективе, благодаря высокой интенсивности зондо-

вого пучка, использовать поляризаторы и фазовращатели на основе свободно висящих многослойных структур, что существенно расширит возможности рефлектометра [22].

Работа поддержана Программой Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и РФФИ-DFG (грант № 16-42-01034) в части разработки методик измерений элементов многослойной рентгеновской оптики.

1. Andreev S.S., Akhsakhalyan A.D., Bibishkin M.S., et al. *Central Europ. J. Phys.*, **1**, 191 (2003).
2. Chkhhalo N.I., Fedorchenko M.V., Kovalenko N.V., Kruglyakov E.P., et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **359**, 121 (1995).
3. Bibishkin M.S., Chekhonadskih D.P., Chkhhalo N.I., et al. *Proc. SPIE*, **5401**, 8 (2004).
4. Gullikson E.M., Underwood J.H., Watson P.C., Nikitin V. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **3**, 283 (1992).
5. Loyer L., Bottger T., Braun S., et al. *Proc. SPIE*, **5038**, 12 (2003).
6. Hettrick M.C., Underwood J.H. *AIP Conf. Proc.*, **147**, 245 (1986).
7. Miyake A., Miyachi T., Amemiya M., et al. *Proc. SPIE*, **5037**, 647 (2003).
8. Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. *Материалы XX Международного симпозиума «Нанопластика и Нанопластика»*, **2**, 368 (2016).
9. Chkhhalo N.I., Salashchenko N.N. *AIP Advances*, **3**, 082130 (2013).

10. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н. и др. *УФН*, **182**, 727 (2012).
11. Artiukov I.A., Vinogradov A.V. *Opt. Lett.*, **20**, 2451 (1995).
12. Tondello G., Zanini F. *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 2116 (1989).
13. Догадин В.О., Зуев С.Ю., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Щербачев А.В. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **7**, 77 (2015).
14. Chkhhalo N.I., Gaikovich P.K., Salashchenko N.N., Yunina P.A., Zuev S.Yu. *Thin Solid Films*, **598**, 156 (2016).
15. Зорина М.В., Зуев С.Ю., Михайленко М.С., Пестов А.Е. и др. *Письма в ЖТФ*, **42**, 34 (2016).
16. Нечай А.Н., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. и др. *Квантовая электроника*, **46**, 347 (2016).
17. Chkhhalo N.I., Drozdov M.N., Kluev E.V., Lopatin A.Ya., et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **11**, 021115 (2012).
18. Chkhhalo N.I., Drozdov M.N., Kluev E.V., Kuzin S.V., et al. *Appl. Opt.*, **55**, 4683 (2016).
19. Чхало Н.И. *Многослойные рентгеновские зеркала. Диагностика и применения (LAP LAMBERT Acad. Publ.)*, (2011).
20. Аруев П.Н., Барышева М.М., Бер Б.Я., Забродская Н.В., Забродский В.В., Лопатин А.Я., Пестов А.Е., Петренко М.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Суханов В.Л., Чхало Н.И. *Квантовая электроника*, **42**, 943 (2012).
21. Bogachev S.A., Chkhhalo N.I., Kuzin S.V., Pariev D.E., et al. *Appl. Opt.*, **55**, 2126 (2016).
22. Andreev S.S., Bibishkin M.S., Chkhhalo N.I., et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **543**, 340 (2005).

ПОПРАВКА

А.А.Мурзанев, А.И.Корыгин, Д.И.Кулагин, А.В.Ромашкин, А.Н.Степанов. Метод измерения нелинейного показателя преломления по контрасту изображения амплитудного объекта в оптической схеме с фазовыми фильтрами Цернике на основе электронной керровской нелинейности («Квантовая электроника», 2017, т. 47, № 3, с. 245–247).

В статье допущены следующие опечатки: на с. 246 вместо формулы

$$n_2^{\text{chg}} = n_2^{\text{q}} \frac{I_{\text{q}} I_{\text{q}}}{I_{\text{chg}} I_{\text{chg}}}$$

следует читать

$$n_2^{\text{chg}} = n_2^{\text{q}} \frac{I_{\text{q}}}{I_{\text{chg}}} \frac{I_{\text{q}}}{I_{\text{chg}}};$$

рис.1,а на с. 246 должен выглядеть так:

