

Универсальный компактный широкодиапазонный ВУФ спектрометр для количественных измерений

А.П.Шевелько

Рассмотрены основные параметры новой схемы компактного ВУФ спектрометра скользящего падения на основе плоской амплитудной дифракционной решетки. Спектрометр позволит одновременно регистрировать спектры на краю +1-го порядка дифракции с достаточно высоким ($\lambda/\delta\lambda \sim 150$) спектральным разрешением, а в –1-м порядке – с умеренным ($\lambda/\delta\lambda \sim 15-30$) разрешением, но в очень широком (5–200 нм) спектральном диапазоне. Использование такого спектрометра перспективно для измерения абсолютного выхода излучения в этих областях спектра, что необходимо для диагностики и контроля плазменных источников излучения, в том числе предназначенных для проекционной EUV-наноитографии.

Ключевые слова: ВУФ спектроскопия и радиометрия, диагностика плазмы, ВУФ спектрометры, EUV-наноитография.

1. Введение

В последнее время вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) и мягкий рентгеновский диапазоны спектра привлекают особое внимание в связи с необходимостью создания новых источников излучения для различных практических приложений (микроскопия биологических объектов в «водяном окне», наноитография и др.) и диагностики плазмы [1]. Во многих случаях особое значение приобретают количественные (абсолютные) измерения интенсивностей в спектрах, как в отдельных спектральных линиях, так и в заданных узких и широких спектральных интервалах. Особенно актуальны эти измерения для проекционной EUV (Extreme Ultra Violet) наноитографии – одной из самых перспективных технологий массового изготовления интегральных схем с размерами элементов менее 20 нм (см., напр., обзоры [2–6] и приведенную в них литературу). Важнейшей составляющей данной технологии является использование интенсивных источников EUV-излучения. К этим источникам предъявляются жесткие требования по параметрам, главными из которых являются суммарная мощность излучения и коэффициент конверсии на рабочих длинах волн ($\lambda_0 = 13.5$ и 6.6 нм). При этом требуются измерения абсолютного выхода излучения не только на рабочих длинах волн, но и в широком спектральном интервале [2–4]. Последние необходимы для определения энергетического спектрального состава (баланса) излучения, попадающего в оптическую систему иитографа. Кроме того, для контроля и диагностики источников излучения необходим мониторинг абсолютного спектра в режиме реального времени. Все это позволяет сформулировать общие требования к спектральным приборам для исследования ВУФ источников излучения для наноитографии: возможность про-

ведения абсолютных измерений в широком спектральном диапазоне и с низким спектральным разрешением; хорошее спектральное разрешение в узком, рабочем диапазоне; запись спектров в режиме реального времени; компактные размеры для встраивания в технологическую или экспериментальную установку.

Проведение абсолютных измерений является одной из проблемных задач ВУФ спектроскопии. В этом диапазоне все вещества обладают большими и резко меняющимися в зависимости от длины волны коэффициентами поглощения, что сильно влияет на отражательные способности дифракционных решеток и зеркал, на чувствительность детекторов и другие характеристики приборов. Кроме того, для перекрытия всего ВУФ диапазона спектра требуются, как правило, несколько спектральных приборов, а для их калибровки следует применять специальные ВУФ рефлектометры или использовать синхротронное излучение. Это значительно усложняет процедуру калибровки. Остро стоит вопрос и об использовании абсолютных детекторов излучения. Применение сцинтилляционных детекторов, термодпар, рип-диодов требует использования монохроматоров, но в этом случае мониторинг всего спектра невозможен. Ситуация существенно изменилась в лучшую сторону с появлением ПЗС-линеек и матриц с обратной засветкой (backside-illuminated). Они являются детекторами реального времени, имеют известную абсолютную чувствительность в широком ВУФ диапазоне спектра, высокую чувствительность, хорошее отношение сигнал/шум, широкий динамический диапазон. Однако при использовании этих детекторов возникают некоторые дополнительные требования к условиям проведения измерений: необходимо уместить весь спектр на длине детектора (обычно это ~30 мм) и спроецировать его на плоскую чувствительную поверхность ПЗС.

Одним из путей решения задачи проведения абсолютных измерений в широком спектральном интервале является использование TGS (Transmission Grating Spectrometer) с дифракционной решеткой, работающей на пропускание (см., напр., работы [7–13] и монографию [14]). Эффективность решетки обычно определяется тео-

А.П.Шевелько. Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: apshev51@gmail.com

Поступила в редакцию 4 апреля 2017 г., после доработки – 5 июня 2017 г.

ретически, а использование абсолютно калиброванного детектора излучения позволяет, в принципе, проводить абсолютные измерения. Однако использование решеток на пропускание имеет недостатки. Так, ширина спектрального диапазона находится в противоречии со спектральным разрешением. Для расширения спектрального диапазона при необходимом спектральном разрешении требуются несколько решеток [11, 12]. Из-за сложного состава материала решеток и отклонения от идеальной геометрии штрихов (баров) иногда возникают большие трудности с расчетом пропускания решеток. Это приводит к необходимости дополнительной калибровки TGS с помощью синхротронных источников излучения, особенно в длинноволновом ($\lambda > 100$ нм) спектральном диапазоне [13].

К настоящему времени разработаны многочисленные схемы спектрометров и их модификаций с решетками на отражение (см., напр., обзор [15] и монографии [16–18]). В ВУФ области спектра в фокусирующих схемах спектрометров в основном используются вогнутые решетки скользящего падения. Такие схемы позволяют получать высокое спектральное разрешение, однако возможности их использования для решения поставленных задач сильно ограничены. Фокусирующие спектрометры имеют, как правило, кривую фокальную поверхность (например, круг Роуланда), что не позволяет применять ПЗС-детекторы. Спектрометры с плоским полем, использующие решетки с переменным периодом штрихов, применимы в ограниченном спектральном диапазоне. Наличие высших порядков отражения и сравнительно большие размеры также относятся к недостаткам фокусирующих спектрометров. В связи с этим представляет интерес использование плоских дифракционных решеток в нефокусирующих схемах. Еще в начале прошлого века плоские решетки скользящего падения находили применение в рентгеновских спектрографах [19–21]. Регистрация спектра, формируемого плоской решеткой в нефокусирующих схемах, позволяет использовать ПЗС-детекторы, а кроме того, для плоских решеток легче изготовить требуемый профиль штриха. По этой причине в настоящей работе предлагается новое решение – использование плоской амплитудной решетки скользящего падения для регистрации ВУФ спектров. Как будет показано ниже, несимметричность отражения в ± 1 -х порядках дифракции позволяет одновременно регистрировать ВУФ излучение в широком диапазоне спектра и иметь достаточно высокое спектральное разрешение в узком диапазоне. В работе приводится описание и рассмотрены основные параметры схемы такого компактного ВУФ спектрометра скользящего падения на основе плоской амплитудной дифракционной решетки (AGS, Amplitude Grating Spectrometer). Поскольку AGS является альтернативой TGS, приводится краткое описание последнего для сравнения параметров обоих спектрометров.

2. Спектрометр с решеткой на пропускание

Решетка на пропускание, или шелевая решетка [16], представляет собой периодическую структуру с поглощающими штрихами (барями), чередующимися с прозрачными щелями. При этом дифракционная картина наблюдается в проходящем свете (рис.1,а). Принципиальная схема простейшего TGS приведена на рис.2: исследуемое излучение, пройдя через входную щель, падает на плоскую дифракционную решетку, а дифрак-

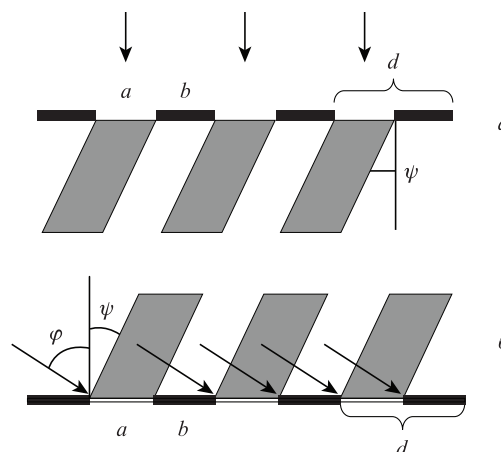


Рис.1. Схемы дифракционных решеток на пропускание (а) и на отражение (б); a – ширина пропускающей (отражающей) части, b – ширина поглощающей (не отражающей) части, $d = (a + b)$ – период решетки, φ – угол падения, ψ – угол дифракции, стрелками отмечены падающее излучение, серым – дифрагированное излучение.

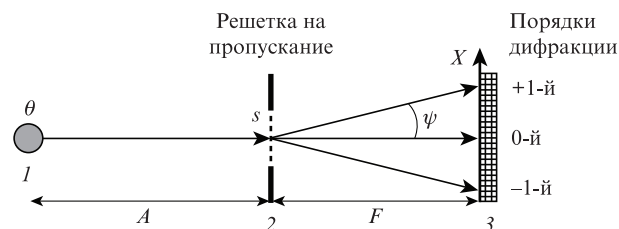


Рис.2. Схема TGS:

I – источник излучения; 2 – входная щель и решетка на пропускание; 3 – детектор излучения; θ – размер источника; s – ширина входной щели; A – расстояние от источника до входной щели; F – расстояние от решетки до плоскости регистрации.

ционный спектр регистрируется детектором излучения. Обычно спектральная щель пространственно совмещается с решеткой.

Важным условием использования решетки на пропускание для калибровочных целей является равенство единице отношения ширины ее пропускающей (a) и поглощающей (b) частей (рис.1,а). При этом полностью подавляется излучение в четных порядках дифракции и существенно уменьшается интенсивность излучения в нечетных высших порядках [7, 16]. Это позволяет значительно упростить теоретические вычисления пропускания решетки на различных длинах волн, а использование абсолютно калиброванного детектора в принципе дает возможность проводить абсолютные измерения в широком спектральном диапазоне.

Поскольку угол падения излучения на решетку $\varphi = 0$, уравнение решетки упрощается:

$$d \sin \psi = n\lambda, \quad (1)$$

где ψ – угол дифракции; d – период решетки; n – порядок дифракции. Здесь и далее для простоты будем рассматривать только первые порядки дифракции, $n = \pm 1$. Выражение для обратной линейной дисперсии D^{-1} получается дифференцированием уравнения (1):

$$D^{-1} = \frac{d\lambda}{dX} = \frac{d \cos \psi}{F}, \quad (2)$$

где F – расстояние от решетки до плоскости регистрации. Обратная дисперсия D^{-1} для малых углов ψ , при которых работает TGS, является постоянной величиной и не зависит от ψ или λ :

$$D^{-1} = \frac{d\lambda}{dX} = \frac{d}{F}. \tag{3}$$

Спектральное разрешение $\delta\lambda$ спектрометра определяется следующими параметрами: числом штрихов решетки, участвующих в дифракции, шириной изображения монохроматической линии в плоскости регистрации для точечного и протяженного источников и шириной аппаратной функции используемого детектора. Рассмотрим их более подробно.

Спектральная разрешающая сила определяется числом щелей N , участвующих в дифракции:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda_0} = N = \frac{s}{d}, \tag{4}$$

и спектральное разрешение

$$\delta\lambda_0 = \frac{\lambda}{N} = \frac{\lambda d}{s}. \tag{5}$$

Ширина изображения источника в монохроматическом свете X в плоскости регистрации определяется известными выражениями для одномерной камеры-обскуры, а соответствующее спектральное разрешение $\delta\lambda = D^{-1}X$. Для точечного источника (рис.3,а)

$$X_1 = s \frac{A+F}{A}, \tag{6}$$

где A – расстояние от источника до входной щели (решетки). Спектральное разрешение

$$\delta\lambda_1 = \frac{d}{F}s \frac{A+F}{A} = \frac{d}{F}s \left(1 + \frac{F}{A}\right). \tag{7}$$

Если $A \gg F$, это выражение упрощается:

$$\delta\lambda_1 = s \frac{d}{F} = sD^{-1}. \tag{8}$$

Для протяженного источника размером θ (рис.3,б)

$$X_2 = \theta \frac{F}{A}, \tag{9}$$

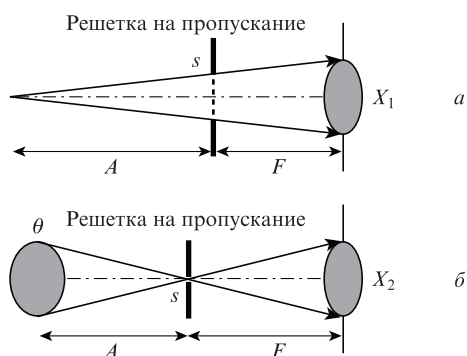


Рис.3. Изображение в монохроматическом свете в плоскости регистрации TGS точечного (а) и протяженного (б) источников.

$$\delta\lambda_2 = d \frac{\theta}{A} = f\gamma_2, \tag{10}$$

где $\gamma_2 = \theta/A$ – угловой размер источника.

Определяемое шириной аппаратной функции ΔX детектора излучения спектральное разрешение

$$\delta\lambda_d = \Delta X D^{-1} = \Delta X \frac{d}{F}. \tag{11}$$

В случае использования ПЗС-линеек или матриц ΔX обычно равно суммарной ширине двух-трех пикселей.

Результирующее спектральное разрешение можно определить выражением

$$\delta\lambda = \sqrt{(\delta\lambda_0)^2 + (\delta\lambda_1)^2 + (\delta\lambda_2)^2 + (\delta\lambda_d)^2}. \tag{12}$$

Для всех факторов, определяющих спектральное разрешение, $\delta\lambda \propto d$, и для его увеличения необходимо уменьшать период решетки. Однако при этом уменьшается и обратная дисперсия, а значит все более узкий участок спектра регистрируется детектором с фиксированной шириной чувствительной части. Поэтому можно утверждать, что в TGS ширина регистрируемого спектрального диапазона находится в противоречии со спектральным разрешением.

3. Спектрометр с амплитудной решеткой на отражение

Амплитудная дифракционная решетка на отражение представляет собой плоскую зеркальную поверхность, на которую нанесены не отражающие свет штрихи [16] (см. рис.1,б). Такая решетка прочнее решетки на пропускание и менее трудоемка – для ее производства требуется менее половины технологического процесса, необходимого для изготовления решеток на пропускание [9].

Плоский рельеф амплитудной решетки с малой шероховатостью отражающей поверхности, изготовленной из известного материала и имеющей определенную толщину отражающей части штриха, позволяет более надежно рассчитать коэффициент отражения. Кроме того, установка решетки в схеме скользящего падения позволяет упростить теоретические расчеты коэффициента отражения и увеличить его в коротковолновом диапазоне спектра. Как и для решетки на пропускание, для полного подавления отражения в четных порядках дифракции необходимо выполнение соотношения $a:b = 1:1$ (см. рис.1,б).

Схема спектрометра с амплитудной решеткой на отражение приведена на рис.4. Здесь принята следующая нумерация порядков дифракции: +1-й порядок, когда $|\psi| > |\varphi|$, -1-й порядок, когда $|\psi| < |\varphi|$ [16]. Запишем уравнение решетки для ± 1 -го порядков в виде

$$\sin \psi - \sin \varphi = n\lambda/d. \tag{13}$$

Обратная дисперсия

$$D^{-1} = \frac{d\lambda}{dX} = \frac{d \cos \psi}{F}. \tag{14}$$

Поскольку AGS работает при больших углах дифракции ψ , зависимость D^{-1} от $\cos \psi$ становится существенной (рис.5).

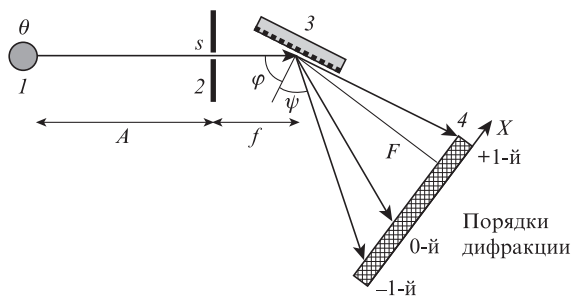


Рис.4. Схема AGS с амплитудной решеткой на отражение: 1 – источник излучения; 2 – входная щель; 3 – решетка; 4 – детектор излучения; f – расстояние от входной щели до центра решетки.

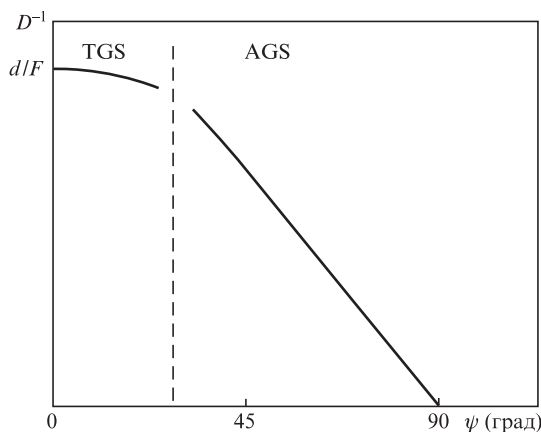


Рис.5. Зависимости обратной дисперсии D^{-1} от угла дифракции ψ для TGS и AGS. Штриховая линия условно разделяет области углов ψ .

Спектральное разрешение $\delta\lambda$ определяется теми же параметрами, что и для TGS: числом штрихов решетки N , на которых происходит дифракция, шириной изображения источника в монохроматическом свете в плоскости регистрации для точечного и протяженного источника и шириной аппаратной функции используемого детектора.

Спектральная разрешающая сила, определяемая числом штрихов N , такова:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda_0} = N = \frac{s}{d \cos \varphi}, \tag{15}$$

и спектральное разрешение

$$\delta\lambda_0 = \frac{\lambda}{N} = \lambda \frac{d \cos \varphi}{s}. \tag{16}$$

Наличие в (16) множителя $\cos \varphi$, который для схемы скользящего падения мал, позволяет значительно улучшить заполнение решетки и увеличить число штрихов N , обеспечивающих дифракцию.

Рассмотрим размер изображения в монохроматическом свете в плоскости регистрации в случаях точечного и протяженного источников. Пусть на решетку падает пучок с расходимостью γ , а отражается пучок с расходимостью β (рис.6). В монохроматическом свете размер изображения

$$X = \beta(r + F) = \beta r + \beta F, \tag{17}$$

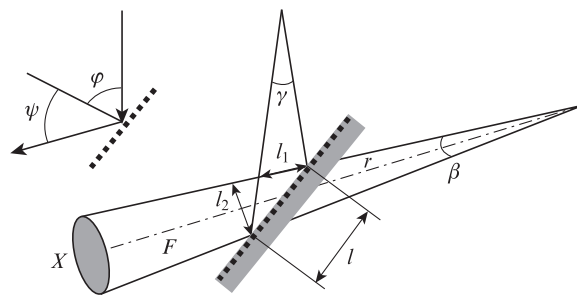


Рис.6. Схема формирования изображения монохроматического источника в плоскости регистрации для AGS.

где r – расстояние от точки схождения лучей под углом β до центра решетки. Величина βr определяется проекцией l_1 или l_2 ширины l освещенной части решетки на направления, перпендикулярные осям падающего или отраженного пучка. Эти величины определяются углом расходимости γ падающего на решетку излучения. Имеем:

$$l_2 = l_1 \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} = ml_1 = \beta r, \tag{18}$$

$$l = \frac{l_1}{\cos \varphi}, \tag{19}$$

где $m = \cos \psi / \cos \varphi$ – угловое увеличение решетки.

Связь угла β с углом γ находится из уравнения решетки (13) при подстановке в него углов $\varphi \pm \gamma/2$ и $\psi \pm \beta/2$. После несложных преобразований получаем

$$\sin \frac{\gamma}{2} = \sin \frac{\beta}{2} \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \tag{20}$$

или, вследствие малости углов γ и β ,

$$\gamma = \beta \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}. \tag{21}$$

Таким образом, углы γ и β связаны друг с другом через угловое увеличение решетки:

$$\frac{\gamma}{\beta} = \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} = \frac{l_2}{l_1}. \tag{22}$$

Окончательно из выражения (17) имеем

$$X = l_1 m + \frac{\gamma}{m} F. \tag{23}$$

Расходимость γ для точечного источника определяется угловой шириной входной щели $\gamma_1 = s/A$, а для протяженного источника – его угловым размером $\gamma_2 = \theta/A$.

Для точечного источника $\gamma_1 = s/A$, $l_1 = s$, и выражение для X_1 выглядит так:

$$X_1 = s \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} + \frac{sF}{A} \frac{\cos \varphi}{\cos \psi}. \tag{24}$$

Спектральное разрешение

$$\delta\lambda_1 = \frac{sd}{F} \frac{\cos^2 \psi}{\cos \varphi} + \frac{sd}{A} \cos \varphi. \tag{25}$$

Легко показать, что для всех практических случаев с $A \gg F$ вторым слагаемым в (25) можно пренебречь. Оно становится существенным только при углах дифракции ψ , близких к 90° , когда первое слагаемое из-за множителя $\cos^2\psi$ близко к нулю. Однако в этом пределе результирующее разрешение определяется другими факторами. Для первого слагаемого имеем

$$\delta\lambda_1 = \frac{sd}{F} \frac{\cos^2\psi}{\cos\varphi} = sD^{-1}m, \tag{26}$$

т.е. разрешение определяется шириной входной щели, обратной дисперсией и угловым увеличением решетки.

Для протяженного источника с угловым размером $\gamma_2 = \theta/A$ имеем из (23)

$$X_2 = \theta \frac{f}{A} \frac{\cos\psi}{\cos\varphi} + F \frac{\theta}{A} \frac{\cos\varphi}{\cos\psi} \approx \frac{F}{A} \frac{\cos\varphi}{\cos\psi}, \tag{27}$$

т.к. при $f \ll F$ и не слишком малых углах дифракции ψ можно учитывать только второе слагаемое (f – расстояние от входной щели до центра решетки). Тогда спектральное разрешение

$$\delta\lambda_2 = \frac{d\theta}{A} \cos\varphi = \gamma_2 d \cos\varphi. \tag{28}$$

Определяемое аппаратной функцией ΔX детектора излучения спектральное разрешение

$$\delta\lambda_d = \Delta X D^{-1} = \Delta X \frac{d}{F} \cos\psi. \tag{29}$$

Результирующее спектральное разрешение, как и в случае TGS, определяется выражением (12). Результаты расчета величин $\delta\lambda$ при $d = 3$ мкм, $\varphi = 84.5^\circ$, $\theta = 0.4$ мм, $s = 50$ мкм, $A = 1000$ мм, $F = 60$ мм, $\Delta X = 75$ мкм приведены на рис.7. На рис.8 показана зависимость результирующей спектральной разрешающей силы AGS от длины волны.

Проведем сравнение параметров TGS и AGS (табл.1). В TGS используются угол падения $\varphi = 0$ и малые углы дифракции ψ . Обратная дисперсия $D^{-1} = d\lambda/(dX) = d/F \approx \text{const}$ и практически не зависит от угла дифракции ψ и от длины волны λ (рис.5). Спектры в +1-м и -1-м порядках дифракции абсолютно симметричны. В AGS исполь-

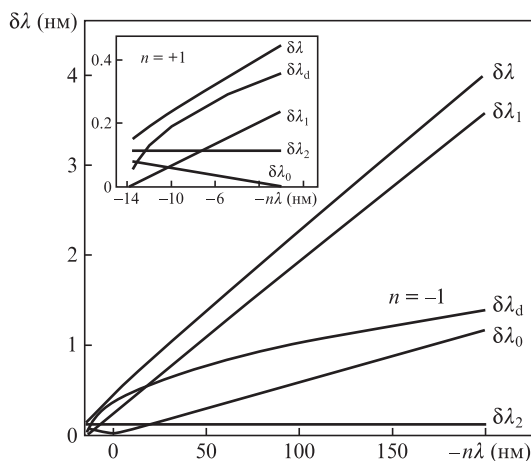


Рис.7. Зависимости от $n\lambda$ расчетных величин $\delta\lambda$ использования AGS и TGS, определяемых различными факторами ($n = +1$ и $n = -1$).

Табл.1. Спектральные параметры TGS и AGS.

Спектрометр	D^{-1}	$\delta\lambda_0$	$\delta\lambda_1$	$\delta\lambda_2$	$\delta\lambda_d$
TGS	$\frac{d}{F}$	$\frac{\lambda d}{s}$	$s \frac{d}{F}$	$d \frac{\theta}{A}$	$\Delta X \frac{d}{F}$
AGS	$\frac{d \cos\psi}{F}$	$\lambda \frac{d \cos\varphi}{s}$	$\frac{sd}{F} \frac{\cos^2\psi}{\cos\varphi}$	$\frac{d\theta}{A} \cos\varphi$	$\Delta X \frac{d}{F} \cos\psi$

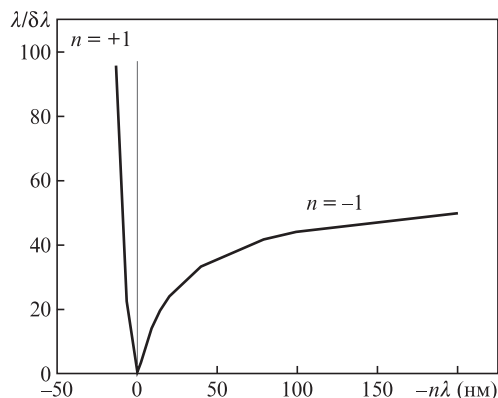


Рис.8. Зависимость результирующей спектральной разрешающей силы AGS от $n\lambda$.

зуются малые углы скольжения (или большие углы падения, $\varphi \approx 80^\circ-90^\circ$) и большие углы дифракции, вплоть до $\psi \approx 90^\circ$. Обратная дисперсия $D^{-1} = d\lambda/(dX) = d \cos\psi/F$ сильно зависит от $\cos\psi$ и, следовательно, от длины волны λ (рис.5). Спектры в +1-м и -1-м порядках сильно несимметричны. В TGS обратная дисперсия D^{-1} и спектральные разрешения $\delta\lambda$, обусловленные различными факторами, не зависят от углов φ и ψ (табл.1). В AGS из-за скользящего угла падения на решетку выражения для обратной дисперсии D^{-1} и спектрального разрешения $\delta\lambda$ содержат множители ($\cos\varphi, \cos\psi \ll 1$), зависящие от углов падения φ и угла дифракции ψ (табл. 1). Это является преимуществом AGS, т.к. позволяет существенно увеличить спектральное разрешение. Заметим, что все формулы для AGS в табл.1 при $\varphi \approx \psi \approx 0^\circ$ ($\cos\varphi \approx 1$ и $\cos\psi \approx 1$) переходят в формулы для TGS.

Другой интересной особенностью AGS является поведение спектра в +1-м порядке, в котором спектральный диапазон ограничен так называемой длиной волны отсечки (cut-off) λ_{co} , соответствующей углу дифракции $\psi = 90^\circ$:

$$\lambda_{co} = d(1 - \sin\varphi). \tag{30}$$

Поскольку обратная дисперсия D^{-1} сильно зависит от ψ , то при $\psi \rightarrow 90^\circ$ она стремится к нулю, что приводит к резкому увеличению спектрального разрешения вблизи волны λ_{co} . Эту особенность можно эффективно использовать для диагностических целей.

Приведем конкретный пример выбора параметров AGS, предназначенного для применений в нанолитографии. При этом возникает задача регистрации спектра в области рабочей длины волны λ_0 с максимально возможным спектральным разрешением и спектра в очень широкой, вплоть до $\lambda \approx 200$ нм, области. Пусть имеется дифракционная решетка с периодом 3 мкм (333 штрих./мм). Для максимального спектрального разрешения на рабочей длине волны $\lambda_0 = 13.5$ нм выбираем длину волны отсечки λ_{co} близкой к λ_0 , скажем, $\lambda_{co} = 13.8$ нм. По этой длине волны находим угол падения излучения на решетку

(выражение (30)): $\varphi = 84.5^\circ$. Спектральный диапазон $\lambda \ll 200$ нм определяет минимальный угол дифракции в -1 -м порядке ($\psi_{\min} = 68^\circ$). Выбираем ПЗС-детектор, например камеру Andor DO-420 с размером пикселей 26×26 мкм и длиной чувствительной части 26.6 мм. Считаем, что ширина аппаратной функции детектора равна ширине 3 пикселя, или 78 мкм. Для перекрытия диапазона углов дифракции $\psi = 68-90^\circ$ с помощью этого детектора требуется $F \approx 60$ мм, т.е. спектрометр может быть очень компактным. Считаем, что решетка расположена в непосредственной близости от входной щели ($f = 4$ мм). С помощью приведенных выше формул находим спектральное разрешение $\delta\lambda$, определяемое различными факторами (рис.7, 8), и спектральную разрешающую силу $\lambda/\delta\lambda$ при разных значениях s и A (табл.2). Из табл.2 следует, что на длине волны $\lambda_0 = 13.5$ нм ($+1$ -й порядок) можно достигнуть $\lambda/\delta\lambda \approx 150$, что вполне достаточно для регистрации структуры спектра в области рабочей длины волны. Спектральное разрешение при этом зависит, главным образом, от углового размера источника (см. рис.7). На $\lambda = 100$ нм в -1 -м порядке спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$ составляет 20–40, определяется шириной входной щели (случай так называемого точечного источника) и практически не зависит от углового размера источника (рис.7).

Приведенные оценки показали, что AGS с одной дифракционной решеткой одновременно может решать две как бы взаимоисключающие задачи: регистрировать спектр в широком диапазоне с низким спектральным разрешением, в узком диапазоне – с существенно более высоким разрешением (рис.8). Покажем, что решение таких задач с помощью TGS требует использования как минимум двух решеток. Для этого проведем численное моделирование спектров, регистрируемых AGS и TGS. Будем считать, что исходный спектр состоит из шести спектральных линий (рис.9,а) в диапазоне длин волн 13.5–200 нм с одинаковой интенсивностью $I_i = 1$ и шириной $\delta\lambda_i = \lambda_i/200$. Пусть для простоты в обоих спектрометрах эффективности решеток и ПЗС-детекторов равны единице. При этом интенсивность линий I в спектре будет определяться аппаратной функцией приборов: $I = I_i \delta\lambda_i / \delta\lambda$, т.е. чем лучше спектральное разрешение $\delta\lambda$, тем выше интенсивность линий. Для адекватного сравнения регистрируемых спектрометрами интенсивностей будем использовать одни и те же параметры: $s = 0.05$ мм, $A = 1000$ мм, $F = 60$ мм, $\theta = 0.4$ мм, длина детектора 26.6 мм. Интенсивность линий приведена на рис.9,б для двух порядков дифракции в AGS с одной дифракционной решеткой с числом штрихов 333 штрих./мм. Определим параметры решеток на пропускание, чтобы спектральное

Табл.2. Спектральная разрешающая сила ($\lambda/\delta\lambda$) AGS при различных ширинах входной щели s и расстояниях A для длин волн $\lambda_0 = 13.5$ нм ($+1$ -й порядок дифракции) и 100 нм (-1 -й порядок). Размер источника $\theta = 0.4$ мм.

s (мм)	A (мм)					
	500		1000		2000	
	13.5 нм	100 нм	13.5 нм	100 нм	13.5 нм	100 нм
0	0	0	0	0	0	0
0.05	54	44	90	44	121	44
0.08	56	30	99	30	145	30
0.1	56	25	101	25	152	25
0.2	56	13	104	13	160	13

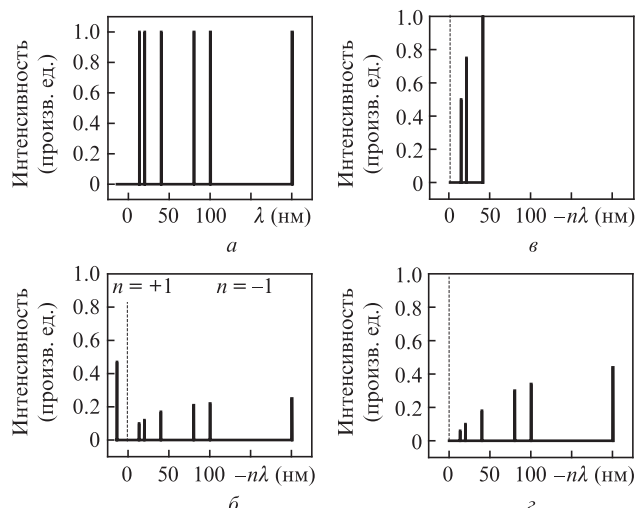


Рис.9. Результаты численного моделирования спектров, регистрируемых AGS и TGS: а – исходный спектр; б – спектр, регистрируемый AGS с решеткой 333 штрих./мм в $+1$ -м и -1 -м порядках дифракции; в, г – спектры, регистрируемые TGS с решетками 12000 и 2000 штрих./мм соответственно. Пуктиром отмечено положение нулевого порядка.

разрешение на $\lambda_0 = 13.5$ нм и диапазон регистрации были такими же, как и для AGS. Для первого условия получаем требование на число штрихов не менее 12000 штрих./мм, однако спектральный диапазон ограничен сверху длиной волны 37 нм (TGS1, рис.9,в). Для регистрации спектра в диапазоне до 200 нм требуется решетка 2000 штрих./мм (TGS2, рис.9,г), при этом на $\lambda_0 = 13.5$ нм спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda = 13.5$. Отношение интенсивностей (I_{\max}/I_{\min}) в спектральном диапазоне 13.5–200 нм в этом случае составляет 2.5 для AGS и 7.3 для TGS2. Таким образом, AGS меньше искажает отношение интенсивностей в спектре, чем TGS2.

Рассмотрим некоторые аспекты применения AGS. Из-за плоского рельефа амплитудной решетки отражение наблюдается в широком спектральном диапазоне, но основная энергия концентрируется в нулевом порядке. Это обстоятельство приводит к падению светосилы прибора, поэтому его использование особенно целесообразно для интенсивных источников излучения. Как следует из табл.2, спектральная разрешающая сила в $+1$ -м порядке сильно зависит от углового размера источника. Это приводит к дополнительному требованию – малому ($\theta/A \ll 10^{-3}$ рад) угловому размеру источника, легко выполняемому, если источник излучения предназначен для нанолитографии.

AGS может иметь очень малые размеры (длина ~ 100 мм вместе с детектором), что позволяет устанавливать его как на большом расстоянии от источника, так и (при необходимости) внутри вакуумной камеры.

Как указывалось выше, для полного подавления отражения в четных порядках дифракции необходимо, чтобы отношение ширин отражающей и не отражающей частей решетки составляло 1 : 1. Даже малые отклонения от этого условия приводят к появлению в спектре четных порядков. Кроме того, в спектре присутствуют и нечетные порядки дифракции. Учет переналожения высших порядков дифракции можно провести с помощью различных математических методов (см., напр., [22, 23]).

Параметры AGS сильно зависят от угла падения φ излучения на решетку. Для настройки спектрометра тре-

буется дополнительный фокусирующий узел, использование которого дает возможность не только провести точную настройку на угол φ , но и центрировать ход лучей в плоскости, перпендикулярной направлению дисперсии. Это позволяет минимизировать влияние возможной кривизны спектральных линий на спектральное разрешение.

Определенным недостатком схемы AGS является расположение дифракционной решетки непосредственно у входной щели, что может приводить к загрязнению решетки продуктами плазменного источника. Для защиты спектрометра можно использовать механические и электромагнитные затворы, магнитную защиту, буферный газ и др. Такие способы успешно развиваются также в нанолитографии для защиты коллиматора [2].

Отдельно стоит вопрос о светосиле прибора и о его абсолютной калибровке. Для проведения абсолютных измерений необходимы абсолютно калиброванные детекторы излучения, а при известной геометрии прибора следует знать эффективность отражения решетки. Эффективность решетки обычно рассчитывают теоретически, и проведение этого расчета в принципе возможно и для решетки на пропускание, и для решетки на отражение. Так, для TGS в коротковолновом диапазоне спектра эффективность решетки практически не зависит от длины волны. Трудности в расчетах возникают на длинноволновом участке спектра с $\lambda \geq 100$ нм из-за отклонения от идеальной геометрии штрихов, а также вследствие неопределенности в значениях оптических констант. Можно надеяться, что плоский рельеф амплитудной решетки с малой шероховатостью, изготовленной из материала с известными оптическими константами и толщиной отражающей части штриха, позволят более надежно рассчитать коэффициент отражения. Кроме того, ее установка в схеме скользящего падения может упростить теоретические расчеты коэффициента отражения решетки и увеличить его в коротковолновом диапазоне спектра. К сожалению, расчет эффективности решеток во всем спектральном диапазоне является непростой задачей, которая выходит за рамки настоящей работы и требует отдельного рассмотрения.

В заключение еще раз отметим основные свойства новой схемы компактного ВУФ спектрометра скользящего падения на основе плоской амплитудной дифракционной решетки. Такой спектрометр эффективен при исследовании интенсивных источников излучения с малой угловой апертурой. Спектрометр позволяет одновременно регистрировать спектры на краю +1-го порядка дифракции с достаточно высоким спектральным разрешением ($\lambda/\delta\lambda \sim 100-150$), а в -1-м порядке – с умеренным разрешением ($\lambda/\delta\lambda \sim 15-30$), но в очень широком спектральном диапазоне (5–200 нм). Заранее рассчитан-

ный коэффициент отражения амплитудной решетки и использование абсолютно калиброванного ПЗС-детектора позволят проводить абсолютные (количественные) измерения интенсивностей в этих спектральных диапазонах.

Автор благодарен А.В.Митрофанову за ценные замечания, О.Ф.Якушеву за помощь в работе, В.В.Медведеву и В.М.Кривцуну за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №02-15-04411).

1. Attwood D. *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation. Principles and Applications* (New York: Cambridge Univ. Press, 2007).
2. *EUV Sources for Lithography*, Bakshi V. (ed.) (Bellingham, Washington: SPIE Press, 2006).
3. Wu B., Kumar A. *J. Vac. Sci. Technol.*, **B25**, 1743 (2007).
4. Fujioka S., Nishimura H., Nishihara N., Miyana N., Izawa Y., Mima K., Shimada Y., Sunahara A. *Plasma Fusion Res.: Rev. Article*, **4**, 048 (2009).
5. Banine V.Y., Koshelev K.N., Swinkels G.H.P.M. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 253001 (2011).
6. Fomenkov I.V., La Fontaine B., Brown D., et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **11**, 021110 (2012).
7. Schopper H.W., Van Speybroeck L.P., Delvaile J.P., Epstein A., Källne E., Bachrach R.Z., Dijkstra J., Lantward L. *Appl. Opt.*, **16** (4), 1088 (1977).
8. Edmann K., Kishimoto T., Herrmann P., Mizui J., Pakula R., Sigel R., Witkowski S. *Laser Part. Beams*, **4**, 521 (1986).
9. Wilhein T., Rehbein R., Hambach D., Berglund M., Rymell L., Hertz H.M. *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 1694 (1999).
10. Weaver J.L., Holland G., Feldman U., Seely J.F., Brown C.M., Serlin V., Deniz A.V., Klapisch M. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 108 (2001).
11. Bergeson S., Gray N., Harrison M., Knight L., Yakushev O., Shevelko A. *Workshop Agenda and Abstracts of 2008 Intern. Workshop on EUV Lithography* (Maui, Hawaii, June 10–12, 2008, p. 38).
12. Goh S.J., Bastiaens H.J.M., Vratzov B., Huang G., Bijkerk F., Boller K.J. *Opt. Express*, **23**, 4421 (2015).
13. Fuchs S., Rödel C., Krebs M., Hädrich S., Bierbach J., Paz A.E., Kusche S., Wünsche M., Hilbert V., Zastra U., Förster E., Limpert J., Paulus G.G. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 023101 (2013).
14. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы* (М.: Наука, 1989, гл. 5, с. 162–167).
15. Palmer E.W., Hutley M.C., Franks A., Verrill J.F., Gale B. *Rep. Progr. Phys.*, **38**, 975 (1975).
16. Малышев В.И. *Введение в экспериментальную спектроскопию* (М.: Наука, 1979).
17. Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я. *Вакуумная спектроскопия и ее применение* (М.: Наука, 1976).
18. *Зеркальная рентгеновская оптика*. Под ред. А.В.Виноградова (Л.: Машиностроение, 1989, с. 249).
19. Compton A.H., Doan R.L. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **11**, 598 (1925).
20. Bäcklin E. *Zs. F. Phys.*, **93**, 450 (1935).
21. Siegbahn M., Magnusson T. *Zs. F. Phys.*, **62**, 435 (1930).
22. Казаков Е.Д., Шевелько А.П. *ВАНТ. Сер. Термояд. синтез*, **37**, 71 (2014).
23. Кологривов А.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В. *Препринт ФИАН №2* (М., 2017).