

ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

29/IX.76

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКИХ
И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 193 (253)



THE LIBRARY
OF THE
MUSEUM OF
COMPARATIVE ZOOLOGY
AND ANATOMY
HARVARD UNIVERSITY

PLATE I
FIGURE 1



1911

ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКИХ
И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 193 (253)

Под редакцией Г. М. Мамешева и Н. Р. Батарчуковой

Под общей редакцией

докт. техн. наук профессора В. О. Арутюлова

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева



«ЭНЕРГИЯ»
ЛЕНИНГРАД · 1976

е
м 16612

Оптические и световые измерения находят все более широкое применение в народном хозяйстве. Единство этой области измерений невозможно обеспечить без развития эталонов и образцовых средств измерения, без выяснения причин погрешностей измерительных приборов.

Оптические методы измерения, как наиболее точные и бесконтактные, применимы к измерениям многих физических величин.

Настоящий сборник освещает вопросы интерферометрии малых перемещений, интерференционных измерений показателя преломления твердых тел, автоматизации процессов измерения показателя преломления жидких веществ и ряд других.

Создание образцовых средств для измерения вершинной рефракции явилось результатом исследования образцового автоматического диоптриметра. Значительный интерес для микроэлектроники представляет собой фазовый проектор для совмещений. Большой раздел в сборнике занимает спектрофотометрия УВН и ИК-диапазоном. В нем содержатся результаты исследований погрешностей спектрофотометров.

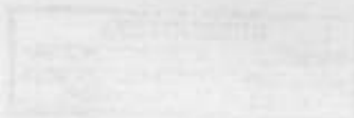
Исследование коэффициентов пропускания нейтральных фильтров, результаты межлабораторных сравнений спектральных коэффициентов отражения, создание компаратора цвета на базе дейкометра Цейсса — все это заинтересует специалистов, работающих в области колориметрии.

В связи с особенно быстрым развитием энергетической фотометрии важное значение приобретают исследования радиометров, фотометров, исследования силы теплового излучения протяженных объектов наземительной способности твердых тел. Статьи, посвященные этим исследованиям, представляют большой интерес для специалистов, работающих в области оптики, фотометрии и радиометрии.

Д. И. Менделеевский институт метрологии им. Д. И. Менделеева

Метрологический институт

Сборник статей по метрологии



И 30306-149
051 (01)-76

© Всесоюзный ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт метрологии имейи Д. И. Менделеева (ВНИИМ), 1976

ДВУХЛУЧЕВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

В поляризационных приборах, основанных на гашении плоско-поляризованного света анализатором, достигается высокая точность измерений [1].

Если с помощью оптических приспособлений преобразовать интерферометр в систему [2], вращающую, подобно активным средам, плоскость поляризации

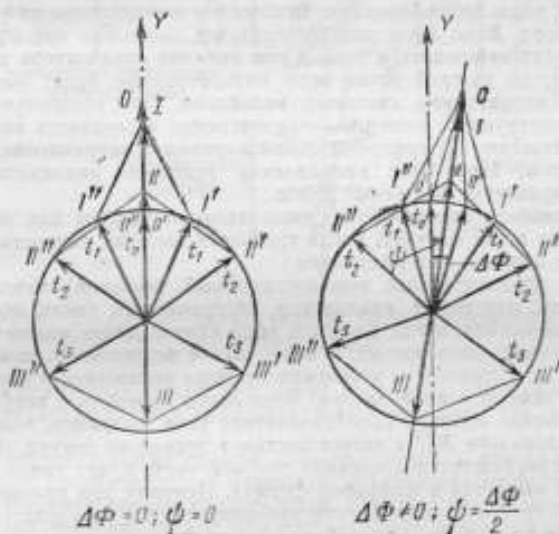


Рис. 1. Диаграмма образования плоско-поляризованного света при сложении пучков с противоположным направлением круговой поляризации

света, то тем самым точность, достигаемая при измерении угла вращения плоскости поляризации, может быть распространена и на область интерферометрии.

Для получения такого эффекта в двухлучевом интерферометре предлагается поместить в обе ветви двулучепреломляющие пластинки таким образом, чтобы на выходе интерферометра соединялись два пучка с противоположными направлениями круговой поляризации. Для интерферометра Релея, Жамена или Цендера — Маха следует применить пластинки $\lambda/4$; для интерферометра типа Майкельсона, где лучи дважды проходят один и тот же путь, нужно использо-

вать пластинки $\lambda/8$. Оси пластинок составляют угол 45° с направлением колебаний падающего на интерферометр поляризованного света. При сложении выходящих из интерферометра пучков с лево- и правосторонней круговой поляризацией образуется плоско-поляризованный свет (рис. 1). Ось Y на рисунке совпадает с направлением колебаний света на входе интерферометра. Стрелками обозначены электрические векторы складываемых колебаний ($O', I', II', \dots, O'', I'', II'', \dots$) и суммарного колебания (O, I, II, \dots) в последовательные моменты времени t_0, t_1, t_2, t_3 . По характеру происходящих в нем физических процессов интерферометр можно считать аналогом поляриметра.

Угол ψ между направлениями световых колебаний в пучке света, падающем на интерферометр, и направлением колебаний в выходящем пучке зависит от разности фаз Φ в интерферометре:

$$\psi = \frac{\Phi - 2n\pi}{2} = \frac{\Delta\Phi}{2},$$

где n — целое число; $\Delta\Phi$ — фазовый сдвиг между интерферирующими колебаниями, соответствующий дробной части порядка интерференции.

Измеряя угол ψ с помощью анализатора, снабженного лимбом, можно определить $\Delta\Phi$, а следовательно, и дробную часть порядка интерференции ($\Delta\Phi = 2\pi\Delta k$).

Если интерферометр настроен на бесконечно широкую полосу, то при любом значении разности хода направление колебаний выходящего света одинаково по всему полю интерференции. Вращением анализатора можно затемнить все поле прибора. Если же в поле помещается несколько интерференционных полос (они могут наблюдаться только при наличии анализатора на выходе интерферометра), то каждой точке поля интерференции будет соответствовать определенное направление световых колебаний. При вращении анализатора полосы, соответствующие гашению, перемещаются и создается впечатление непрерывного движения интерференционной картины в направлении, перпендикулярном полосам. Изменение направления вращения анализатора вызывает изменение направления движения полос.

Эти особенности интерференционных явлений удобны для использования интерферометра в тех случаях, когда требуется высокая точность определения дробной части порядка интерференции.

Наиболее предпочтителен компенсационный (нулевой) метод измерений. Перед началом измерений анализатор настраивается таким образом, чтобы в нулевых положениях, когда разность хода кратна длине волны света, происходило затемнение поля зрения. В этом случае погрешность измерений будет складываться из погрешности установки нулевых положений и погрешности измерения угла поворота анализатора. Угол легко измерить с необходимой точностью. Оптические иодовые преобразователи угла, например, позволяют измерять углы в диапазоне 360° с погрешностью в несколько секунд ($6''$), при этом составляющая погрешности измерения дробной части будет равна 10^{-5} (результат измерений выдается в цифровой форме). Поэтому при правильном выборе угломерного устройства погрешность измерения будет определяться погрешностью наведения на положение затемнения поля зрения.

Наиболее просто установить положение затемнения по визуальной оценке яркости поля зрения. В случае отсутствия паразитной засветки средняя квадратическая погрешность наведения составляет $20'$, что (для двух наведений) соответствует погрешности дробной части 0,0026.

Применение полутеневого устройства позволяет значительно повысить точность при малых уровнях паразитной засветки. Однако в рассматриваемом интерферометре доля паразитной засветки может достигать 10–15%, вследствие чего погрешность наведения будет такого же порядка, как и без полутеневого устройства.

Для достижения более высокой точности можно применить модуляционный метод [3], позволяющий производить наведение с погрешностью 10^{-4} – 10^{-5} даже при наличии 10–20%-ой паразитной засветки. Модуляцию разности хода

удобно осуществлять с помощью пьезокерамического элемента, жестко связанного с одним из зеркал интерферометра.

Авторами было осуществлено макетирование поляризационного интерферометра (рис. 2). Пластины $\lambda/8$ (для $\lambda = 546$ нм) были изготовлены из двух пластинок кристаллического кварца, вырезанных параллельно оптической оси и соединенных с помощью оптического контакта. При посадке на оптический контакт «медленная» ось одной кристаллической пластинки совмещалась с «быстрой» осью другой. При этом результирующая пластинка оказывала такое же действие, как и тонкая пластинка с толщиной, равной разности толщин контактируемых пластинок. В результате были получены высококачественные кварцевые пластины $\lambda/8$ в первом порядке (что соответствует приблизительно семи-микронной кварцевой пластинке).

При расчете толщины контактируемых пластинок учитывались дополнительные фазовые сдвиги [4], возникающие при многолучевой интерференции

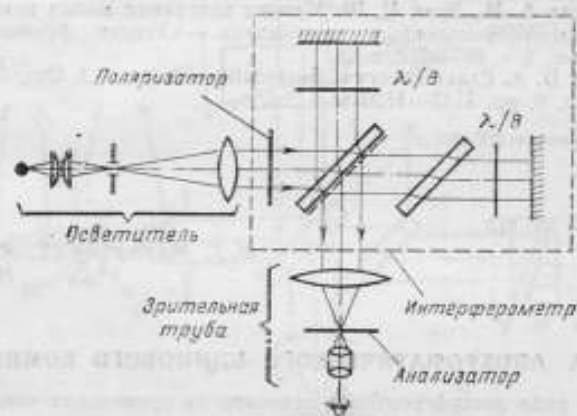


Рис. 2. Схема двухлучевого поляризационного интерферометра

вследствие многократных отражений лучей от граней пластинок. В качестве исходных формул для расчета использовались выражения (3), (13) и (15) из работы [4].

Наличие предполагаемых свойств интерферометра подтвердилось экспериментально. Была проведена серия наведений анализатора на положение затемнения при визуальной оценке яркости поля. Средняя квадратическая погрешность наведения составила $1,5^\circ$, что соответствует погрешности определения дробной части 0,012. Уменьшение ожидаемой точности наведений в 4,5 раза объясняется наличием паразитной засветки и неполной поляризацией выходного пучка.

Интерферометр может быть применен в случаях, когда для измерений достаточно использование одной спектральной линии. В тех же случаях, когда требуется применять полихроматический свет или попеременно набор спектральных линий, появятся значительные погрешности измерений, обусловленные дисперсией двойного лучепреломления пластины $\lambda/8$. Это ограничивает область применения интерферометра. Для расширения области применения можно использовать ахроматические пластины $\lambda/8$, причем погрешность измерения будет определяться в этом случае, кроме перечисленных причин, степенью ахроматизации пластинок. Из-за отсутствия ахроматических пластинок были использованы пластины $\lambda/8$ первого порядка (т. е. $\Delta = \lambda/8$), благодаря чему удалось получить удовлетворительную картину полос в белом свете с высоким контрастом нулевой ахроматической полосы. Это дает возможность

в случае необходимости пользоваться белым светом для получения такой естественной метки, как нулевая полоса, а затем более точно определять изменение порядка интерференции в монохроматическом свете (аналогично тому, как это делается, например, при измерениях на интерферометре Уверского).

Двухлучевой поляризационный интерферометр можно рекомендовать для точных измерений перемещений, малых изменений показателя преломления, в dilatометрии и т. п., когда дробную часть порядка интерференции нужно определять с погрешностью не более $2 \cdot 10^{-2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brühst G. *Traité de Polarimétrie* Edit. Rev. Opt., P., 1930, pp. 81—83.
2. Покровский С. И. О применении поляризованного света к интерферометрии. — «Журнал русского физико-химического общества», 1910, № 42(2), с. 43—55, с ил.
3. Карташев А. И., Эцин И. Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах. — «Успехи физических наук», 1972, т. 106, вып. 4, с. 687—718, с ил.
4. Holmes D. A. *Exact Theory of Retardation Plates*. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1964, v. 54, No. 9, pp. 1115—1120 w il.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 535.854 : 535.413

И. Г. Макарова, Т. А. Несслер,
И. Ш. Эцин

ВНИИМ

ЮСТИРОВКА АПОХРОМАТИЧЕСКОГО КЛИНОВОГО КОМПЕНСАТОРА

Действие ряда интерферометров основано на применении измерительного компенсатора разности хода. Наиболее часто используются клиновые компенсаторы [1, 2], имеющие линейную зависимость вводимой разности хода от смещения подвижных клиньев. Среди клиновых компенсаторов наибольшие пределы измерения разности хода (до 1,2 мкм) имеет апохроматический компенсатор [3], разработанный в соответствии с принципом апохроматической коррекции призматических систем [4]. Однако юстировка такого компенсатора трудоемка и требует высокой квалификации настройщика.

Измерительная I—IV (рис. 1) и компенсационная V—VIII части компенсатора состоят из восьми клиньев. Каждый клин фиксируется в определенном положении в пространстве относительно трех осей X, Y, Z. Согласно расчету, допуск на поворот относительно осей X, Y составляет $\pm 20''$, допуск на поворот вокруг оси Z равен $\pm 3''$. Кроме того, как и для компенсаторов других типов, в обеих ветвях интерферометра необходимо произвести уравнение толщины стекла.

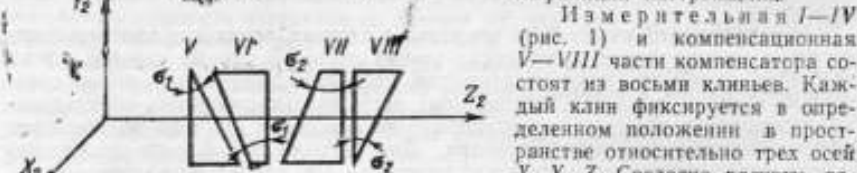


Рис. 1. Оптическая схема компенсатора

равен $\pm 3''$. Кроме того, как и для компенсаторов других типов, в обеих ветвях интерферометра необходимо произвести уравнение толщины стекла.

В настоящей статье предложена методика юстировки, основанная на опыте, накопленном авторами при настройке апохроматических компенсаторов, применяемых в интерферометрах типа Майкельсона. Ориентировка относительно осей X , Y осуществляется с помощью автоколлимационного устройства. При этом может быть использован как внешний автоколлиматор, так и внутренний, встроенный в прибор для юстировки интерферометра.

Для ориентировки относительно оси Z четыре клина в каждой ветви интерферометра можно представить как две плоско-параллельные пластинки, не меняющие направления проходящих через них лучей. Поэтому целесообразно

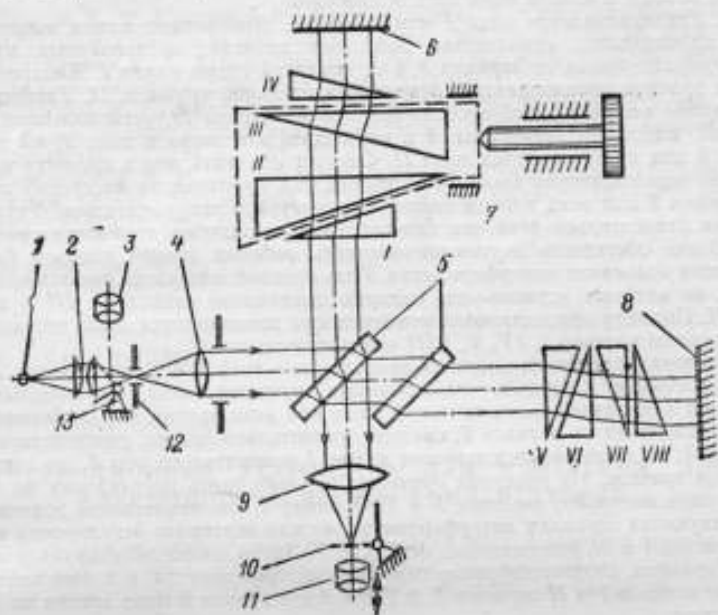


Рис. 2. Схема интерферометра:

1—лампа накалывания; 2—конденсор; 3—окуляр; 4—объектив коллиматора; 5—разделительная и компенсационная пластинки; 6, 8—зеркала; 7—апохроматический компенсатор; 9—выходной объектив; 10—матовый экран; 11—окуляр; 12—апертурная диафрагма; 13—полупрозрачное зеркало

воспользоваться зрительной трубой, ось которой предварительно (т. е. до введения клиньев в ход лучей) совмещена с оптической осью осветителя. При совмещении осей апертурная диафрагма осветителя изображается в центре поля зрения зрительной трубы.

Существенным недостатком такого способа контроля является необходимость помещения зрительной трубы на месте расположения зеркал интерферометра. Другой способ контроля смещений пучков, отраженных от зеркал 6 или 8 (рис. 2) и вторично прошедшего через компенсатор.

Предлагаемая методика юстировки основана на использовании внутреннего автоколлиматора и контроле смещений пучков, отраженных от зеркал интерферометра. Согласно методике, последовательно выполняются следующие операции:

1. Производится юстировка интерферометра без компенсатора. С помощью внутреннего автоколлиматора, образованного лампой 1 (рис. 2), конденсором 2, диафрагмой 12, объективом 4, полупрозрачным зеркалом 13 и окуляром

3; одно из зеркал интерферометра (6 или 8) устанавливается перпендикулярно оптической оси. Затем устанавливается второе зеркало интерферометра. Положение этого зеркала удобнее контролировать посредством наблюдения выходных лучей интерферометра (изображений диафрагмы 12) с помощью зрительной трубы 9, 11.

Неточная установка зеркал 6, 8 затрудняет дальнейшую юстировку компенсатора. Поэтому допускается расхождение лучей не более чем на $10''$ (что соответствует ширине полосы 12 мм). Далее поступательным смещением одного из зеркал интерферометра добиваются расположения центральной ахроматической полосы в центре поля зрения прибора.

2. Устанавливается клин I компенсатора. Поворотами клина вокруг осей X, Y производится совмещение выходных лучей, образованных пучками света, отраженными от зеркала 8 и от передней грани клина I. Контроль смещения лучей производится с помощью зрительной трубы 9, 11. Удобно предварительно получить изображения лучей на экране 10, установленном в фокальной плоскости объектива 9 и наблюдать эти пятна в ходе лучей лазера.

3. В ход лучей вводится клин II. Следует отметить, что в процессе макетирования компенсаторов было установлено, что производить настройку относительно оси Z для всех восьми клиньев чрезвычайно затруднительно. Установку клиньев относительно этой оси целесообразно выполнять технологически, т. е. при сборке обеспечить перпендикулярность рабочих граней клиньев базовой плоскости основания интерферометра. Роль базовой плоскости выполняют основания, на которых установлены попарно подвижные клинья II, III и клинья VI, VII. Поэтому при юстировке компенсатора производятся лишь незначительные наклоны клиньев I, IV, V, VIII относительно оси Z.

Наклоны основания клина II относительно осей X и Y, производят совмещение выходных лучей, образованных пучками света, отраженными от зеркала 8 и от задней грани клина II. Если при этом луч, образованный пучком, отраженным от зеркала 6, смещен относительно луча, соответствующего зеркалу 8, то производится поворот клина I относительно оси Z, до совмещения этих лучей. На практике очень трудно выполнить регулировку по оси Z, не нарушив юстировку по осям X и Y. Поэтому после совмещения лучей, соответствующих зеркалам интерферометра, нужно повторить регулировку наклонов клиньев I и II относительно осей X и Y. Затем снова производится совмещение лучей, соответствующих зеркалам интерферометра, и повторяются настройки клиньев I и II по осям X и Y, пока все лучи в поле зрения не будут совмещены.

Далее производится установка и настройка клиньев V и VI компенсационной части компенсатора. Настройка аналогична настройке клиньев I и II, описанной в п. 2, 3.

5. Поступательным перемещением клина V по оси X производится выравнивание толщины стекла в обеих ветвях интерферометра. В результате этой операции в поле зрения наблюдается симметричная по цвету, относительно центральной ахроматической полосы, картина полос.

6. Устанавливается клин IV, и его наклоном относительно осей X, Y производится совмещение выходных лучей, соответствующих передним граням клиньев I и IV.

7. Устанавливается клин III. В поле зрения выходной зрительной трубы 9, 11 невозможно получить изображения диафрагмы 12, образованные пучками, отраженными от граней этого клина. Поэтому о правильности установки клина III можно судить только по пучку, отраженному от зеркала 6. Поворотами клина III вокруг оси Y достигается совмещение лучей, соответствующих зеркалам 6 и 8, в направлении X (по горизонтали). Если при этом лучи не совмещены в направлении Y (по вертикали), то производится вращение клина IV относительно оси Z до полного совмещения лучей. Затем клин III снимается, производится повторная регулировка положения клина IV относительно осей X и Y и т. д., подобно тому, как это делалось в п. 3.

8. Производится установка и настройка клиньев VII, VIII аналогично настройке клиньев III, IV, описанной в п. 6, 7.

9. Поступательным перемещением клина VIII по оси X производится выравнивание толщины стекла в обеих ветвях интерферометра до получения картины, симметричной относительно центральной полосы.

Предлагаемая в статье методика юстировки компенсатора в интерферометре типа Майкельсона будет способствовать более широкому применению апохроматического компенсатора. Методика может быть принята за основу при разработке методик юстировки компенсатора и в других двухлучевых интерферометрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линник В. П. Интерферометр для контроля больших машинных деталей. — «Оптико-механическая промышленность», 1946, № 2, с. 5—10, с ил.
2. Халлилаули К. А. Ахроматический компенсатор разности хода лучей. — «Измерительная техника», 1960, № 8, с. 44—47, с ил.
3. Макарова И. Г., Халлилаули К. А., Эцин И. Ш. Апохроматический компенсатор разности хода с клиновидными пластинами. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 4, с. 27—29, с ил.
4. Чуриловский В. Н. Теория апохроматической призмной системы для дальномерной насадки технической точности. В сб. «Оптическое приборостроение», Труды ЛИНГО, 1954, вып. 11, с. 3—5, с ил.

Поступила в редакцию 8/IV 1975 г.

УДК 631.715.1621.317.738

Т. Ф. Фрудко

вн. инж.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ЭЛЕКТРОДОВ РАСЧЕТНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

Рассматривая в общем виде поперечное сечение замкнутой проводящей цилиндрической оболочки произвольной формы, разделенной на четыре части бесконечно малыми зазорами, параллельными образующим цилиндра (рис. 1).

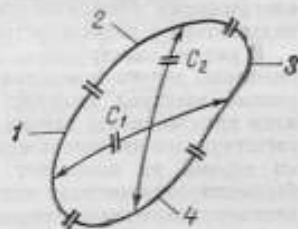


Рис. 1. Поперечное сечение проводящей цилиндрической оболочки:

C_1 , C_2 — перекрестная емкость — емкость между двумя противоположными частями оболочки 1 и 3 (2 и 4) при разделенных частях 2 и 4 (1 и 3), обусловленная внутренним и внешним полями

Лэмпард [1] показал, что среднее значение перекрестных емкостей C_1 и C_2 на единицу длины будет:

$$\bar{C} = \frac{C_1 + C_2}{2} = \frac{\ln 2}{4\pi^2} \left[1 + \frac{\ln 2}{8} \left(\frac{\Delta C}{C} \right)^2 - \frac{\ln 2}{192} \left(\frac{\Delta C}{C} \right)^4 + \dots \right] \frac{\text{электрост. ед.}}{\text{см}}$$

где $\Delta C = C_1 - C_2$

Если $\frac{\Delta C}{C} < 1 \cdot 10^{-4}$, при разложении можно ограничиться первым членом, при этом относительная погрешность \bar{C} не превышает $1 \cdot 10^{-8}$.

Пользуясь теоремой Лэмпарда [1], можно рассчитать емкость эталонного конденсатора по значению одного линейного размера — длины электродов. Обобщенный характер теоремы позволяет применить различные конфигурации поперечного сечения при создании эталона емкости. Самой пригодной, с точки зрения механики и теории электромагнитного поля, представляется форма, разработанная Томпсоном [2]. Поперечное сечение эталона образуется поверхностями четырех прямых круговых цилиндров (рис. 2).

Следует отметить, что приведенное выше равенство выполняется для конденсатора бесконечной длины. На практике мы имеем дело с конечными размерами, при этом наблюдается краевой эффект — искажение электрического поля на концах электродов. Поэтому для применения теоремы в реальных условиях необходимо исключить влияние краевого эффекта. С этой целью в эталонном конденсаторе вводится подвижный экранирующий электрод (рис. 2), и расчетной будет являться разность емкостей, соответствующих двум положениям

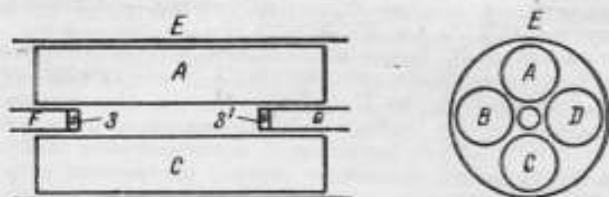


Рис. 2. Общий вид расчетного конденсатора

A, B, C, D — круглые цилиндры, *E* — экран, расположенный так, что внешние перекрестные емкости пренебрежимо малы; *F, G* — трубчатые электроды (зеркала), экранирующие внутренние емкости; *З, З'* — зеркала интерферометра, установленные на концах экрана

экрана. Емкости, соответствующие краевым эффектам, вычитаются, и равенство выполняется для значения приращения емкости. Отсюда следует, что для воспроизведения единицы электрической емкости с точностью 10^7 — 10^8 необходимо произвести измерение перемещения экрана с той же точностью.

Оптимальная величина емкости расчетного конденсатора определяется технологическими возможностями изготовления электродов, общей конструкцией конденсатора и возможностями измерения длины.

В ранних конструкциях расчетных конденсаторов [3—5] для измерения перемещения экрана использовались концевые меры длины. Подвижный экранирующий электрод опирается на плоскопараллельную концевую меру длины. Затем производилась замена этой меры мерой другой длины, что вызывало соответствующее изменение емкости [4]. Однако этот метод измерения перемещения экрана не позволяет получить высшую точность, которую может обеспечить перекрестная система электродов. Основным недостатком метода является значительная погрешность измерения, связанная с неопределенностью размера концевой меры, вызываемой непараллельностью рабочих поверхностей, температурными изменениями длины меры, погрешностями от механического контакта между мерой, экраном и базовым основанием. Относительная погрешность измерения перемещения экрана составляет приблизительно 10^{-6} [4].

Для достижения точности 10^7 — 10^8 при измерении перемещения экрана применяется интерференционный метод. Устройство интерферометра Фабри-Перо, зеркала которого установлены на концах экранирующих электродов, наиболее удачно сочетается с конструкцией расчетного конденсатора. Принцип работы расчетного конденсатора позволяет производить смещение экрана на величину, кратную целому числу полос, что дает возможность ограничиться при регистрации интерференционной картины наведением на максимум интерференции. При этом используется модуляционный метод, позволяющий производить наведение на максимум с большей точностью, чем в других методах [6].

В работах [7—8] измерение перемещения экрана осуществлялось модифицированным методом счета интерференционных полос — методом ступенчатой «калибровки» емкости [7]. Сущность метода заключается в том, что изменение емкости расчетного конденсатора, соответствующее смещению экрана на $\frac{1}{2}\lambda$ (λ — длина волны используемого монохроматического излучения), передается с помощью емкостного моста мере емкости, имеющей определенное номинальное значение. Затем с помощью индуктивного делителя моста производится ступенчатая передача этого значения конденсаторам большей емкости, значения которых кратны емкости, соответствующей смещению на $\frac{1}{2}\lambda$. Эта известная кратность и соответствует числу интерференционных полос.

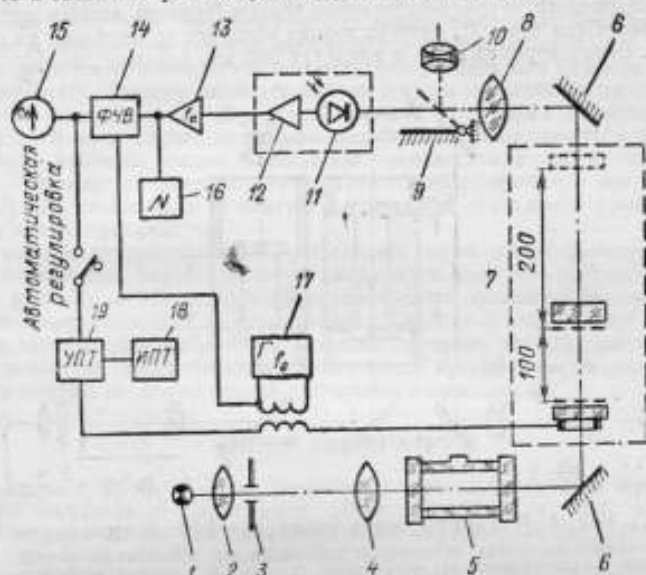


Рис. 3. Принципиальная схема интерферометра
 1 — водная лампа накаливания; 2 — конденсор; 3 — круглая диафрагма; 4 — объект; 5 — вилсон Фабри-Перо; 6 — зеркало; 7 — интерферометр Фабри-Перо; 8 — выходной объектив; 9 — отклонное зеркало; 10 — окуляр; 11 — фотодiode; 12 — предварительный усилитель; 13 — избирательный усилитель; 14 — флюксовый чувствительный выпрямитель; 15 — индикатор; 16 — источник постоянного тока; 17 — генератор частоты модуляции; 18 — усилитель постоянного тока

При применении описанного метода жесткие требования предъявляются к стабильности используемых мер емкости, точности подгонки их номинальных значений к заданной величине, чувствительности емкостного моста, точности и стабильности индуктивного делителя моста. Влияние нестабильности усугубляется длительностью процесса измерения, что приводит к необходимости повторять процесс калибровки при каждом цикле воспроизведения единицы электрической емкости [7]. Применение реверсивного счетчика интерференционных полос [10, 11] позволило снять трудно выполнимые требования к элементам электрической цепи расчетного конденсатора, а использование в качестве источника излучения одночастотного стабилизированного лазера [9, 10] вместо лампы с Hg¹⁹⁸ [7, 8] позволило расширить пределы измерения перемещения экрана и создать предпосылки для увеличения емкости, воспроизводимой расчетным конденсатором.

А. И. Карташев предложил использовать для измерения перемещения экрана явление образования полос переналожения. Полосы переналожения

ния в белом свете возникают при последовательном расположении двух интерферометров, когда разности хода в них кратны [12]. Применение этого метода имеет ряд преимуществ по сравнению с описанными. Благодаря использованию полос переналожения отсутствует необходимость в применении лазеров, стабилизированных по частоте, и сложной электронной аппаратуры для реверсивного счета полос. Интерферометр прост в обращении и имеет малую продолжительность цикла измерения. Метод удачно сочетается с принципом работы расчетного конденсатора, в котором измеряется изменение емкости, соответствующее смещению экрана на заранее заданную величину.

В приборе, разработанном в ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, использовано сочетание кварцевого трубчатого эталона Фабри-Перо со вторым интерферометром Фабри-Перо (рис. 3), одно из зеркал которого установлено на подвижном экране. Экран перемещается в пределах 200 мм, занимая два фиксирован-

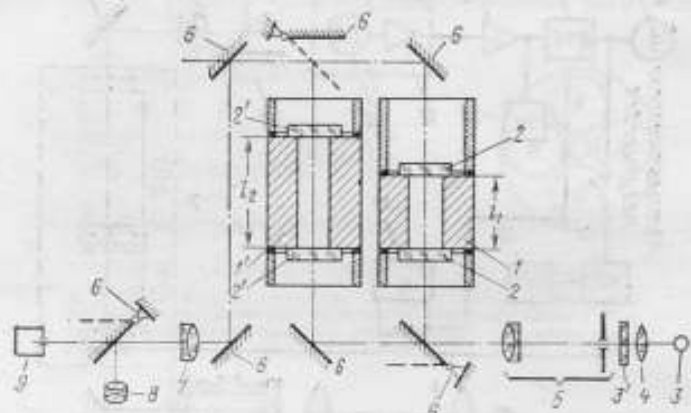


Рис. 4. Принципиальная схема интерферометра:

- 1, 1'—секции электрода, подлежащие измерению; 2, 2'—зеркала интерферометра, установленные на оптическом контакте из секций электрода; 3—источник монохроматического излучения; 3'—интерференционный фильтр; 4—конденсор; 5—коллиматор; 6—зеркала; 7—объектив; 8—окуляр; 9—фотоэлектрический приемник

ных положения, при которых разность хода в интерферометре Фабри-Перо составляет соответственно 200 мм и 600 мм и кратна разности хода в эталоне Фабри-Перо (200 мм), являющемся стабильным образцом сравнения. Второе зеркало интерферометра жестко связано с пьезокерамическим элементом, служащим для модуляции разности хода в интерферометре и смещения зеркала в пределах 1,2 мкм. Процесс измерения состоит в наведении на нулевую ахроматическую полосу в картине полос переналожения при двух значениях кратности оптических толщин эталона и интерферометра Фабри-Перо. При этом используется фотоэлектрическая аппаратура, и процесс наведения сводится к выделению нулевой ахроматической полосы из системы интерференционных полос и наведению на ее центр.

Для решения первой части этой задачи используется разница сигналов, полученных от нулевой и от соседних полос. Вторая часть в принципе не отличается от наведения в монохроматическом свете [6]. При проведении измерений в вакууме уравнение измерения перемещения экрана имеет вид:

$$\Delta l = (m_2 - m_1) l_0 (1 + \delta_1 + \delta_2),$$

где l_0 —длина эталона Фабри-Перо, измеренная методом совпадения дробных частей порядка интерференции [13]; m_1, m_2 —кратности оптических толщин интерферометров; δ_1 —поправка на температурное изменение длины эталона;

δ_2 — поправка на измеряемую длину из-за конечного размера входной диафрагмы интерферометра [14].

Исследования установки показали, что при использовании модуляционного метода с применением в качестве приемника излучения фотодиода типа КФДМ минимальное обнаруживаемое смещение экрана составляет 10^{-4} мкм. Относительная погрешность измерения, обусловленная неточностью наведения на центр нулевой ахроматической полосы, составляет $1,5 \cdot 10^{-9}$. Таким образом, точность измерения смещения экранирующего электрода определяется точностью аттестации эталона Фабри-Перо и определении поправок δ_1 и δ_2 . При этом требуемое значение точности измерения смещения экрана 10^7 не является предельно достижимым.

Следует отметить, что рассмотренные расчетные конденсаторы имеют существенный недостаток: при перемещении экрана возникают неконтролируемые смещения в поперечном сечении, вызывающие изменение краевого эффекта, и, как следствие этого, уменьшение точности воспроизведения единицы электрической емкости [7]. Поэтому наиболее перспективным представляется конденсатор без подвижных элементов с электродами, составленными из изолированных секций [15]. В этом случае интерферометр будет предназначаться для измерения длины рабочих секций электродов конденсатора (я не перемещения экрана). Пример оптической схемы такого интерферометра представлен на рис. 4. Длина секций l_1 и l_2 измеряется методом совпадения дробных частей порядка интерференции.

По мнению автора, наиболее приемлемым типом интерферометра для измерения перемещения экрана является модуляционный интерферометр, работающий в вакууме и основанный на использовании явления образования полос переагломерации. Несмотря на существенное упрощение электронной аппаратуры точность такого прибора не ниже точности лазерных интерферометров. Заслуживает внимания также создание специального интерферометра, предназначенного для измерения длины секций расчетного конденсатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lampard D. G. A new theorem in Electrostatics with Application to calculable standards of Capacitance. „Proc. IEE”, 1957, v. 104C, pp. 270—285.
2. Tompson A. M. The cylindrical cross-capacitor as calculable standard. „Proc. IEE”, 1959, v 106B, pp. 307—317, III.
3. Dunn A. F. Determination of an absolute scale of capacitance. „Canad. J. Phys.”, 1964, v 42, pp. 53—70.
4. Elnekave N. D. Definition de capacites etalons. Edit Metrologie Laboratoire Central des Industries Electriques, Dec. 1964, 15 p.
5. McGregor M. C., Hersh J. F., Cutkosky R. D., Harris F. K., Kotter F. R. New apparatus for an absolute definition of capacitance. „IRE Trans. Instrum.”, 1958, v 1—7, No. 3—4, pp. 253—268, III.
6. Карташев А. И., Экин И. Ш. Методы измерения изменений разности фаз в интерференционных устройствах. — «Успехи физических наук», 1972, т. 106, вып. 4, с. 687—721.
7. Clothier W. K. A calculable standard of Capacitance. „Metrologia” 1965, v 1, No. 2, pp. 7—55.
8. Igarashi T., Koizumi Y., Kanno M. Determination of an Absolute Capacitance by Horizontal Cross Capacitor. „Bull. Electrotechn. Lab.” 1969, v 33, No. 8, pp. 898—904.
9. Гиржман Н. И. Разработка и исследование электрооптических методов и аппаратуры для измерения угловых и линейных перемещений. Автореф. дисс., ВНИИМ, 1973.
10. Rayner G. H. A calculable standard of capacitance. „Trans. IEEE” 1972, v 1M-21, No. 4, pp. 361—375.
11. Мироненко А. В. Фотоэлектрические измерительные системы. Измерение линейных и угловых величин. М., «Энергия», 1967. 300 с. с ил.

12. Романова М. Ф., Карташев А. И. Полосы переналожения и их применение для измерения концевых мер длиной свыше 100 мм. — «Оптико-механическая промышленность», 1939, № 6—7, с. 8—11.

13. Батарчукова Н. Р., Ефремов Ю. П. Применение фотоэлектрической регистрации интерференционных колец равного наклона при измерениях длины и длин волн. — «Труды институтов Комитета», 1961, вып. 56(116), с. 15—25 с ил.

14. Игнатовский В. С. Влияние формы и положения источника света при измерениях на интерференц-компараторе Кестера, Л.—М. «Стандартгиз», 1935, 30 с. с ил.

15. Krotkov I. N., Victorov V. V. Nouveau mode de variation de la capacité d'un condensateur en croix cylindrique. „Comité Consultatif d'Electricité“, 1968, 12 session, pp. 56—59.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 535.323

А. Л. Брикс

ВНИИМ

АБСОЛЮТНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Методы измерения показателя преломления твердых тел можно разделить на две группы: абсолютные и относительные. К абсолютным методам относятся методы измерения показателя преломления относительно вакуума или воздуха; к относительным методам относится методы измерения разности показателей преломления между исследуемым и исходным образцами.

Рассмотрим несколько точных абсолютных интерференционных методов измерения показателя преломления твердых образцов, созданных за последние годы.

При интерференционных измерениях показателя преломления твердых тел определяются разности хода, возникающие в образце. Она зависит как от показателя преломления, так и от толщины исследуемого образца. Результаты измерений позволяют составить необходимое количество уравнений, из которых можно определить неизвестные значения показателя преломления. Измерение показателя преломления можно производить либо с помощью двух интерференционных устройств, одно из которых служит для измерения толщины образца, либо с помощью одного интерференционного устройства, в котором осуществляются повороты образца на определенные фиксированные углы.

Абсолютный интерференционный метод Массе-де-Лепинье [1] относится к первому типу и сводится к измерению разности хода в двух различных случаях интерференции: 1) при наблюдении интерференционной картины в виде полос Тальбота и 2) при наблюдении линий равного наклона, получаемой при отражении света от двух поверхностей образца. Этот метод нашел применение [2—4] благодаря высокой точности измерений: при толщине образца около 10 мкм погрешность измерений показателя преломления составляет $3 \cdot 10^{-6}$. Однако научно-технический прогресс выдвигает требования дальнейшего повышения точности измерения показателя преломления.

В настоящее время наиболее распространенными интерференционными рефрактометрами являются различные модификации рефрактометра Релея [3, 5]. В работе [6] рассмотрен вопрос о возможности применения рефрактометра Релея для точных абсолютных измерений показателя преломления твердых тел. Повышение точности достигается с помощью следующего приема: поочередно в рабочее плечо рефрактометра Релея помещаются эквивалентные прозрачные образцы из исследуемого материала слегка различной длины, тогда

изменение оптической разности хода, выраженное в полосах, определяется как

$$m = \frac{l_1 - l_2}{\lambda_0} (n - n_0), \quad (1)$$

где n_0 , n — показатели преломления воздуха и образца; l_1 , l_2 — толщины образцов; λ_0 — длина волны света в вакууме; m — число полос.

Из уравнения (1) вытекает

$$n = n_0 + m\lambda_0/l_1 - l_2. \quad (2)$$

Продифференцировав уравнение (2) и предполагая, что $m \approx \frac{l_1 - l_2}{\lambda}$, получаем выражение для определения погрешности показателя преломления в виде

$$\Delta n = \Delta n_0 + [(n - n_0)/(l_1 - l_2)] [\Delta m + \Delta(l_1 - l_2)]. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что если толщинам образцов измерены с погрешностью $5 \cdot 10^{-3}$ мкм, а отсчет полос осуществляется с точностью 1/75 полосы [7], то показатель преломления может быть определен с погрешностью $5 \cdot 10^{-7}$.

Достоинством этого метода является возможность применения рефрактометра Релея, отличающегося простотой и устойчивостью к внешним механическим изменениям.

Однако следует отметить, что в работах [6, 7] приведены заниженные значения погрешности измерения дробных частей порядков интерференции. Эти значения могут быть получены при визуальном наблюдении лишь при наличии дополнительных устройств для повышения точности измерений [8], например компенсатора разности хода. Также следует отметить, что в работе [6] при подсчете величины погрешности не учитывалось влияние изменений температуры окружающей среды, в то время как этот фактор при точных интерференционных измерениях играет важную роль.

При прочих равных условиях погрешность измерения показателя преломления определяется погрешностью измерения дробной части порядка интерференции. Применение фотоэлектрических методов регистрации интерференционной картины позволяет повысить точность определения дробной части порядка интерференции по сравнению с визуальными методами.

В лучших известных фотоэлектрических устройствах погрешность измерения дробной доли интерференционной полосы составляет $1/100 \div 1/1000$ [8 - 11]. Вследствие этого в последнее время наблюдается тенденция перехода к объективным методам измерений.

В работах [12, 13] описан автоматический интерференционный рефрактометр, предназначенный для измерения показателя преломления жидкостей и газов. Принцип действия прибора основан на компенсации разности хода, возникающей при прохождении белого света через измерительные кюветы; в одной из которых находится исследуемое вещество, в другой — исходное. Оптическая схема прибора построена по схеме интерферометра Майкельсона с использованием призмы Кестерса; компенсация разности хода осуществляется с помощью компенсатора. При использовании этого интерферометра для работы с твердыми образцами методики и принцип измерений остаются теми же, что и для жидкостей и газов. При этом для каждой марки стекла следует использовать соответствующий компенсатор разности хода, так как в данном случае необходимо учитывать дисперсию показателя преломления исследуемого образца.

Первоначально производится настройка на нулевую интерференционную полосу в белом свете при прохождении двух интерферирующих лучей через воздушные промежутки. Затем в один из промежутков помещается образец из исследуемого вещества. При этом происходит сдвиг полос, пропорциональный $n - 1$. Устранение сдвига производится перемещением компенсатора. Регистрация нулевой интерференционной полосы и счет интерференционных полос осуществляется с помощью фотоэлектрических устройств с погрешностью 0,01.

Интерференционный гониометрический метод предложен в работе [14]. Оптическая схема интерферометра, с помощью которого производились измерения,

представляет собой интерферометр сдвига (рис. 1). (В принципе может быть применен любой двухлучевой интерферометр). Исследуемая плоскопараллельная пластина укреплялась на столике гониометра и вращалась в горизонтальной плоскости. За начало вращения было принято положение пластины, когда угол падения светового пучка на пластину равен нулю. Изменение оптической разности хода Δk при вращении определяется выражением

$$\Delta k = n_s l [(n_r^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2} - n_r + 1 - \cos \alpha], \quad (4)$$

где α — угол падения светового пучка на пластину; l — толщина пластины; n_s , n_r — показатель преломления окружающей среды и пластины соответственно; $n_r = n/n_s$.

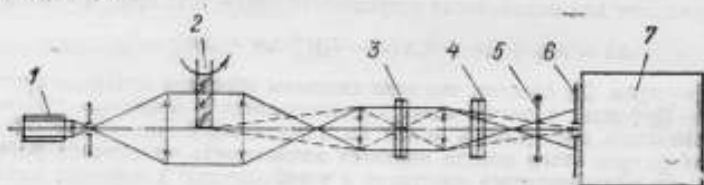


Рис. 1. Схема интерферометра сдвига для абсолютных измерений показателя преломления плоскопараллельной пластины
1 — газонный лазер; 2 — исследуемая плоскопараллельная пластина; 3, 4 — пластины Сагара; 5 — анализатор; 6 — щель; 7 — блок фотоприемника

Если m — число интерференционных полос, соответствующих углу поворота пластины α , то

$$\Delta k = m\lambda;$$

$$m\lambda = n_s l [n_r^2 - \sin^2 \alpha]^{1/2} - n_r + 1 - \cos \alpha]. \quad (5)$$

Пластину поворачивают до тех пор, пока в поле зрения не будет установлен интерференционный минимум. Установка на минимум производится при двух углах α_1 и α_2 . Из уравнений (4) и (5) получаем

$$\Delta k_1 - \Delta k_2 = (m_1 - m_2) \lambda; \quad (6)$$

$$(m_1 - m_2) \lambda = n_s l f(n_r, \alpha_1, \alpha_2). \quad (7)$$

Для повышения точности определения разности $(m_1 - m_2)$ углы α_1 и α_2 выбираются таким образом, чтобы она была целым числом. Однако в уравнение (7) входят четыре величины λ , n_s , l , n_r , три из которых могут быть устранены, если использовать дополнительные повороты пластины (α_3 , α_4). Тогда комбинируя два уравнения, получаем

$$\frac{f(n_r, \alpha_1, \alpha_2)}{(m_1 - m_2)} - \frac{f(n_r, \alpha_3, \alpha_4)}{(m_3 - m_4)} = 0. \quad (8)$$

Как видно из уравнения (8), для измерения показателя преломления исследуемой пластины относительно окружающей среды необходимо измерять порядки интерференции и соответствующие углы поворотов.

Для удобства эксперимента целесообразно принять $\alpha_2 = \alpha_4 = 0$. Погрешность определения углов α_1 , α_3 поворотов пластины складывается из погрешности гониометра $|\varepsilon|$ и погрешности установки интерференционного минимума на фотодетекторе ($\Delta\alpha_1$):

$$|\delta\alpha_1| = |\varepsilon| + |\Delta\alpha_1|. \quad (9)$$

Величина первого слагаемого оценивается в работе [14] не более чем $3 \cdot 10^{-6}$ рад ($\sim 0,5''$), второе слагаемое зависит от угла падения: если угол

падения близок к $\frac{\pi}{2}$, то $\Delta\alpha_1 > \epsilon$, а если угол падения приближается к нулю, то $\Delta\alpha_1 < \epsilon$.

Расчет, приведенный для оптимальных значений углов α_1 и α_2 , дал значение погрешности определения показателя преломления $2 \cdot 10^{-6}$ при толщине пластины 10 мкм.

Были произведены измерения показателя преломления кварцевой пластины толщиной порядка 10 мкм относительно воздуха и воды. Погрешность измерений при температуре окружающей среды $21,25^\circ\text{C}$ составила $3 \cdot 10^{-6}$ и $7 \cdot 10^{-7}$ соответственно.

Достоинством описанного интерференционного гониометра являются невысокие требования к параллельности между рабочими поверхностями исследуемого образца и отсутствие необходимости измерять толщину образца.

В работе [15] предложена другая схема интерференционного гониометра, в котором применен многолучевой интерферометр Фабри—Перо (рис. 2).

Пучок лазера наклоняют по отношению к зеркалам интерферометра на небольшой угол Φ .

При этом погрешность определения угла Φ составляет не более $1''$. Изменение порядка интерференции, соответствующее повороту пластины из положения $\alpha_0 = 0$ в положение $\alpha_1 = \alpha$ равно

$$m = \frac{2i n_0}{\lambda} A, \quad (10)$$

где

$$A = (n_r^2 - \sin^2(\alpha + \Phi))^{1/2} + (n_r^2 - \sin^2(\alpha - \Phi))^{1/2} - 2(n_r^2 - \sin^2 \Phi)^{1/2} + 2 \cos \Phi (1 - \cos \alpha). \quad (11)$$

i — число интерферирующих пучков.

Из уравнений (10) и (11) видно, что показатель преломления n является неявной функцией m , и поэтому для его расчета применяют численные методы.

При определении изменения порядка интерференции m , соответствующего повороту пластины, вначале устанавливают пластину так, чтобы $\alpha_0 = 0$. Затем регулируют положение одного из зеркал интерферометра до получения минимума интерференции. Регулировку положения зеркала интерферометра осуществляют с помощью пьезоэлектрического преобразователя. После окончания регулировки зеркала пластину поворачивают до получения второго интерференционного минимума. Изменение порядка интерференции регистрируют с помощью фотоэлектрического устройства с погрешностью 0,01. Расчет для углов $\alpha = 60^\circ$, $\Phi = 0,7^\circ$ дал значение суммарной погрешности определения показателя преломления $5 \cdot 10^{-6}$ при толщине пластины 8 мкм.

Использование метода многолучевой интерферометрии является преимуществом рассмотренного способа измерения показателя преломления. Однако в нем [15] неоправданно завышаются значения частных погрешностей, вследствие чего метод представляется недостаточно точным.

Следует отметить, что в методах, основанных на поворотах образца, производятся громоздкие вычисления при обработке результатов измерений, тре-

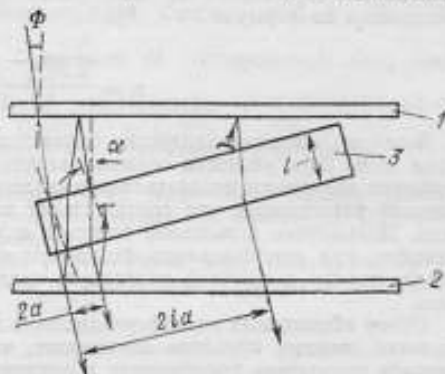


Рис. 2. Схема интерферометра Фабри—Перо для измерения показателя преломления плоскопараллельной пластины
1, 2—зеркала; 3—исследуемая пластина

бующие применения ЭВМ. Это в значительной степени усложняет процесс получения конечного результата — значения показателя преломления.

Автором настоящей работы предложен абсолютный интерференционный метод измерения показателя преломления твердых тел. Метод заключается в том, что попеременно в пучок лучей монохроматического света вводят образцы различной толщины (l_1 , l_2) в виде плоскопараллельных пластин, покрытых с двух сторон полупрозрачным слоем. В поле зрения такого интерферометра наблюдается картина в виде полос равного наклона. Показатель преломления вычисляется по формуле

$$n = \frac{\lambda}{2} \frac{(m_2 - m_1)}{l_2 - l_1} \quad (12)$$

Были произведены измерения показателя преломления оптического стекла марки К-8. Для разности толщины пластин 8 мк средняя квадратическая погрешность измерения показателя преломления составила $2 \cdot 10^{-3}$ при фотографической регистрации, что соответствует теоретически подсчитанной погрешности. Дальнейшее повышение точности определения показателя преломления возможно при использовании фотоэлектрической регистрации. Достоинством метода, наряду с высокой точностью, является простота технической реализации.

Обзор абсолютных интерференционных методов измерения показателя преломления твердых образцов показывает, что имеются методы, позволяющие измерять показатель преломления с погрешностью $5 \cdot 10^{-8} \div 5 \cdot 10^{-7}$.

Получение высокой точности измерения показателя преломления предполагает высокую точность измерения дробной части порядка интерференции, толщины исследуемого образца или углов поворотов образца относительно падающего светового пучка. Фотоэлектрические методы позволяют измерять дробную часть порядка интерференции с погрешностью $1/100 \div 1/1000$, измерение толщины возможно с погрешностью $10 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$ мкм, измерение угла производится с погрешностью $3 \cdot 10^{-6}$ рад.

Следует также отметить, что при интерференционных измерениях показателя преломления получение высокой точности связано с жесткими требованиями к термостатированию образца. Для получения погрешности $5 \cdot 10^{-6}$ при исследовании образца толщиной 10 мм, например, необходимо термостатировать его с погрешностью, не превышающей $0,01^\circ\text{C}$. Дальнейшее повышение точности измерения показателя преломления ограничивается степенью оптической однородности материала. В связи с этим преждевременно обсуждать вопрос об измерении показателя преломления твердых образцов с погрешностью порядка 10^{-8} . Если же возникнет необходимость определять показатель преломления с погрешностью меньше 10^{-7} , то, вероятно, более рационально использование методов первого типа с применением многолучевых интерферометров и фотоэлектрической регистрации интерференционной картины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mace-de Lepinay, Buisson H. Sur une nouvelle méthode de mesure des épaisseurs et des indices de lames à faces parallèles. „Annales de Chim. et de Phys“, VIII. ser. 2, 1904, 78—108.
2. Романова М. Ф. Интерференция и ее применение, ОНТИ, 1937, 200 с. с ил.
3. Захарьевский А. И. Интерферометры. Оборонгиз, 1952, 270 с. с ил.
4. Тимофеева Н. Ф. Определение показателя преломления интерференционным методом Массе-де-Лепинье. — «Оптико-механическая промышленность», 1935, № 10, с. 17—19 с ил.
5. Иoffee Б. В. Рефрактометрические методы химии. «Химия», 1974, 400 с. с ил.
6. Werner A. I. Methods in high precision refractometry of optical glasses.—, Appl. Optics*, v. 7, No. 5, 1968, pp. 837—843.

7. Guest P. G., Simmons W. M. Fiduciary fringes in the Jamin refractometer.—*J. Opt. Soc. Amer.*, v. 43, No. 4, 1953, pp. 319—320.

8. Карташев А. И., Экин И. Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах.—*«Успехи физических наук»*, т. 106, вып. 4, 1972, с. 687—721.

9. Мироненко А. В. Фотоэлектрические измерительные системы. «Энергия», 1967, 360 с. с ил.

10. Bruce C. H., Duffy R. M. Interferometric techniques for measuring dimensional stability of passing etalons.—*Appl. Optics*, v. 9, No. 3, 1970, pp. 743—747.

11. Peck F. R., Khanna B. W. Dispersion of Nitrogen.—*J. Opt. Soc. Amer.*, v. 56, No. 8, 1966, pp. 1059—1062.

12. Kinder W., Plesse H. Automatic interferometer with digital readout for refractometric analysis.—*Appl. Optics*, v. 7, No. 2, 1968, pp. 341—342.

13. Kinder W., Plesse H. Automatisches Interferenz-Refraktometer.—*Optik*, v. 28, No. 3, 1968/69, pp. 222—228.

14. Andréasson S. D. H., Gustafsson S. E. Nils—Olov—Halling Measurement of the refractive index of transparent solids and fluids.—*J. Opt. Soc. Amer.*, v. 61, No. 5, 1971, pp. 595—599.

15. Lunazzi J. J., Garavaglia M. Fabry—Perot laser interferometry to measure refractive index or thickness of transparent materials.—*J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v. 6, No. 3, 1973, pp. 237—240.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 681.7.056.2.013.088

А. М. Мумжуу, Г. И. Стракун,
И. А. Мицевич, А. А. Ковалев

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗЦОВОГО АВТОМАТИЧЕСКОГО ДИОПТРИМЕТРА ДЛЯ ИСХОДНЫХ ИЗМЕРЕНИЯ РЕФРАКЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЛИНЗ

При офтальмологических исследованиях, а также при изготовлении и контроле очковых линз оптическая сила (вершинная рефракция) измеряется в диоптриях. От точности измерения этой важной оптической характеристики зависит точность определения дефектов зрения.

В настоящее время измерения вершинной рефракции производятся с помощью серийных визуальных диоптриметров. Малая точность этих приборов и зависимость результатов измерения от остроты зрения и опыта наблюдателя не обеспечивают требования действующих ГОСТ к точности измерения и соответственно к качеству изделий медицинской промышленности. Это вызвало необходимость в разработке объективных методов измерений в диоптриях, на основе которых могут быть построены измерительные приборы, отвечающие современным требованиям. Во ВНИИМ были разработаны такие методы [1] и созданы два не имеющих аналогов автоматических измерительных диоптриметра. Один из этих приборов разработан для государственных испытаний неастигматических пробных очковых линз на Ленинградском производственном объединении «Красногвардеец» [2]. Другой прибор, более совершенный, существенно отличающийся от первого оптической схемой и конструкцией механической части, является образцовой установкой ВНИИМ для исходных измерений в диоптриях.

В основу работы приборов положен метод сканирования изображения по глубине с помощью вращающегося модулятора в виде стеклянной плоскопараллельной пластины, пересекающей световой пучок в течение половины обо-

рота. В приборах автоматически одновременно выполняются три основные операции: 1) измерение рефракции линзы; 2) центрирование линзы и 3) перемещение измеряемой линзы вдоль оптической оси прибора для ее расположения на заданном расстоянии от масштабного объектива (бесконтактное позиционирование линзы).

Отсчет измеряемого значения вершинной рефракции производится по проектируемой на экран шкале диоптрий.

Описание принципа действия и устройства диоптриметра приведены в работах [1] и [2]. Настоящая работа посвящена определению точностных параметров устройства для измерения рефракции линз, а также выяснению влияния погрешности трех вспомогательных следящих систем, обеспечивающих центрирование и позиционирование линзы, на погрешность основной системы измерения рефракции линз. В соответствии с принципом работы диоптриметра, фотоприемник воспринимает световой поток, модулированный при помощи прозрачного стеклянного модулятора с частотой 50 Гц.

На рис. 1 изображены кривые, показывающие, как изменяется напряжение на выходе фотоприемника при расфокусировке диоптриметра. Кривая 2 соответствует случаю, когда в ход лучей введен стеклянный модулятор, кривая 1 — случаю, когда модулятор отсутствует.

Смещение кривой 2 относительно кривой 1 вдоль оси абсцисс объясняется удлинением хода лучей в стекле модулятора. Незначительное уменьшение максимума кривой 2 на 2% относительно кривой 1 объясняется потерями на отражение и поглощение в стекле модулятора.

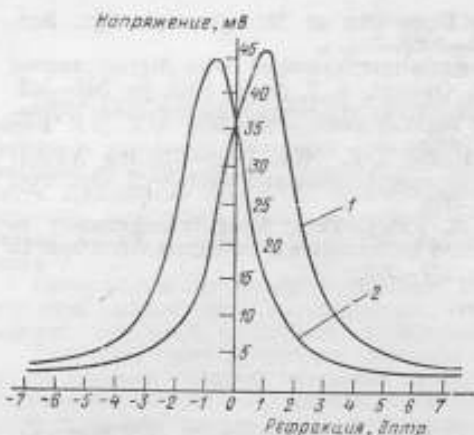


Рис. 1. Зависимость напряжения на фотоприемнике от расфокусировки

При вращении стеклянного модулятора напряжение на выходе фотоприемника в течение одного полупериода соответствует ординате кривой 1 при данной расфокусировке, а в течение другого полупериода ординате кривой 2 при той же расфокусировке. Таким образом, в цепи фотоприемника возникнет переменный ток с напряжением, равным разности ординат кривых. Например, при расфокусировке +1 дптр эта ординаты составляют 15 и 45 мВ, соответственно напряжение переменного тока составит 30 мВ. Отсюда можно определить теоретическую чувствительность метода, которая составит 40 мВ/дптр или 8 мкВ на 1 мкм смещения подвижного объектива. В процессе работы на фотоприемник воздействует ряд помех, сглаживающих характер зависимости вблизи точки пересечения кривых (точки компенсации). На рис. 2 кривая 2 показывает изменение фототока вблизи точки компенсации. Кривая 1 рассчитана по теоретическому коэффициенту передачи. Как видно из рисунка, при удалении от точки компенсации на $\pm 0,03$ дптр кривые сливаются. В момент компенсации помеха составляет ~ 1 мВ.

Смещение кривой 2 относительно кривой 1 вдоль оси абсцисс объясняется удлинением хода лучей в стекле модулятора. Незначительное уменьшение максимума кривой 2 на 2% относительно кривой 1 объясняется потерями на отражение и поглощение в стекле модулятора.

При вращении стеклянного модулятора напряжение на выходе фотоприемника в течение одного полупериода соответствует ординате кривой 1 при данной расфокусировке, а в течение другого полупериода ординате кривой 2 при той же расфокусировке. Таким образом, в цепи фотоприемника возникнет переменный ток с напряжением, равным разности ординат кривых. Например, при расфокусировке +1 дптр эта ординаты составляют 15 и 45 мВ, соответственно напряжение переменного тока составит 30 мВ. Отсюда можно определить теоретическую чувствительность метода, которая составит 40 мВ/дптр или 8 мкВ на 1 мкм смещения подвижного объектива. В процессе работы на фотоприемник воздействует ряд помех, сглаживающих характер зависимости вблизи точки пересечения кривых (точки компенсации). На рис. 2 кривая 2 показывает изменение фототока вблизи точки компенсации. Кривая 1 рассчитана по теоретическому коэффициенту передачи. Как видно из рисунка, при удалении от точки компенсации на $\pm 0,03$ дптр кривые сливаются. В момент компенсации помеха составляет ~ 1 мВ.



Рис. 2. Зависимость напряжения на фотоприемнике от расфокусировки вблизи точки компенсации

Основную долю мешающего сигнала составляет помеха, вызванная тем, что в момент прохождения края модулятора через световой поток происходит значительное затемнение фотоприемника. Эта помеха представляет собой серию остроконечных импульсов частотой 100 Гц и составляет 700 мкВ. Другая помеха вызвана неравномерностью свечения лампы осветителя, питающейся выпрямленным током, и составляет ~ 250 мкВ. На входной узел воздействует также высокочастотный шум, вызванный различными причинами.

Таким образом, на вход следящей системы воздействует несинусоидальный периодический сигнал, представленный рядом Фурье в виде суммы гармоник:

$$U(t) = \sum_{i=0}^n U_{i \text{ макс}} \sin(\omega t + \varphi_i), \quad (1)$$

где i — номер гармоники; $U_{i \text{ макс}}$ — напряжение i -й гармоники; φ_i — фаза i -й гармоники; ω — частота 50 Гц.

Исполнительный двигатель следящей системы — двухфазный асинхронный двигатель, играющий роль гармонического синхронного детектора. При воздействии на двигатель усиленного напряжения (1) мгновенное значение пускового момента составит

$$M_n(t) = C U_{в \text{ макс}} \sin \omega t \sum_{i=0}^n U_{y i \text{ макс}} \sin(\omega t + \varphi_i), \quad (2)$$

где $U_{в \text{ макс}}$ — напряжение возбуждения; $U_{y i \text{ макс}}$ — напряжение управления; C — постоянная.

Постоянная составляющая пускового момента определяется активной компонентой (синфазной проекцией) первой гармоники несинусоидального напряжения управления:

$$M_n = C \frac{U_{в \text{ макс}} U_{y 1 \text{ макс}}}{2} \cos \varphi. \quad (3)$$

Таким образом, высокочастотная помеха и значительная часть низкочастотной помехи не оказывают влияния на работу системы. Лишь несбалансированная часть низкочастотных помех от края модулятора оказывает влияние на работу диоптриметра, приводя к медленным в течение нескольких суток смещениям нуля в пределах одной сотой диоптрии. Абсолютные показания, вычисляемые как разность между измеренным значением рефракции линзы и показанием прибора при отсутствии линзы, при этом не меняются. Это объясняется тем, что значения помех при установке в прибор линз не меняются.

Вариация показаний диоптриметра при измерении единообразно установленной линзы измерялась путем определения смещения подвижного объектива. Она составила 10 мкм что соответствует 0,002 дптр.

Таблица 1

Влияние изменения освещенности

Напряжение накала лампы, В	Значения рефракции измеряемой линзы, дптр			Значения рефракции с поправкой на нуль, дптр	
8	0	+7,96	-7,96	+7,96	-7,96
5,5	-0,02	+7,94	-7,975	+7,96	-7,955
11	+0,03	+7,995	-7,93	7,965	-7,96

Изменение яркости осветителя, запыление объективов и измеряемой линзы не оказывают существенного влияния на показания диоптриметра, так как ординаты кривых 1 и 2 на рис. 1 при этом пропорционально уменьшаются или увеличиваются, а координата точки пересечения кривых не смещается по оси абсцисс. Изменение яркости источника света производилось путем изменения напряжения накала лампы от 5,5 до 11 В (табл. 1). Из таблицы видно, что изменение показаний по шкале диоптрий составило менее 0,01 дптр.

Таблица 2

Фильтр	Значения рефракции измеряемой линзы, дптр			Значения рефракции с поправкой на нуль, дптр	
Фильтр отсутствует	0	+7,96	-7,96	+7,96	-7,96
НС-6, пропускание 63,8%	+0,04	+8,01	-7,93	+7,97	-7,96
НС-7, пропускание 37%	+0,08	+8,06	-7,89	+7,98	-7,97

Имитация запыления производилась путем установки нейтральных фильтров перед последним объективом. Результаты измерения сведены в табл. 2. Уменьшение света в три раза изменило показания прибора на 0,02 дптр.

Влияние децентрирования линзы

Центрирование линзы производится при помощи четырехгранной зеркальной пирамиды, против четырех граней которой помещены приемники, включенные в дифференциальную схему.

Исследование чувствительности системы центрирования линзы показало, что напряжение на фотоприемнике составляет 1 мкВ на 1 мкм поперечного смещения линзы с оптической оси прибора при установке линз со значениями рефракции +8 дптр и -8 дптр. Погрешность центрирования линз при максимальном коэффициенте усиления усилителя следящей системы и механической редукции, обеспечивающей аperiodический переходный процесс, составляет 2 мкм для линз со значением 8 дптр и 25 мкм для линз со значением 0,5 дптр.

Исследование влияния децентрирования показало, что смещение измеряемой линзы с оптической оси на 0,3—0,4 мм не влияет на показания диоптриметра. Таким образом, в системе автоматического регулирования центрирования может быть допущена зона нечувствительности в 0,2 мм. Это с учетом редукции соответствует четырем оборотам вала исполнительного двигателя. Наличие столь большой зоны нечувствительности позволило значительно понизить коэффициент усиления усилителей, соответственно понизить редукцию и тем самым резко увеличить быстродействие систем центрирования по сравнению с быстродействием следящей системы канала рефракции. В результате время на центрирование практически не расходуется.

Данные исследований показали, что влиянием децентрирования на погрешность измерения рефракции можно пренебречь.

Влияние погрешности установки линзы в переднем фокусе масштабного объектива

Погрешность установки линзы вдоль оси ΔZ приводит к изменению показаний диоптриметра на величину ΔD в соответствии с формулой

$$\Delta D = \frac{D^2}{1000} \Delta Z. \quad (4)$$

При $D=8$ дптр ΔD составляет 0,06 дптр/мм.

Установка линзы производится автоматически при помощи следящей системы [3], состоящей из двойного микроскопа, в приемной части которого расположен фотозлемент, подвергающийся засветке при смещении патрона с линзой. Напряжение на фотоприемнике изменяется на 200 мкВ при смещении патрона на 1 мкм.

Следящая система настроена таким образом, что положение равновесия достигается тогда, когда фотозлемент наполовину освещен бликом, отраженным от испытуемой линзы. Зона нечувствительности следящей системы составляет 10 мкм, что соответствует погрешности изменения линзы, равной 0,0006 дптр.

Расчет погрешности диоптриметра

Погрешность прибора в основном определяется систематическими погрешностями. Неисключенный остаток систематической погрешности влияющей величины равен

$$\theta_i = \eta_i \Delta V_i, \quad (5)$$

где η — коэффициент влияния i -й влияющей величины на погрешность результата; ΔV_i — погрешность определения i -й влияющей величины.

При подстановке в (5) вместо ΔV_i — предельной погрешности определения влияющей величины $\Delta V_{\text{макс}}$ получаем границу неисключенного остатка систематической погрешности i -й влияющей величины — θ_i .

Погрешности, возникающие при измерениях на диоптриметре, можно условно разделить на четыре группы (табл. 3).

1. Погрешность, возникающая от наклона линзы в патроне-держателе. Для одного измерения ее следует рассматривать как систематическую, а для нескольких измерений как случайную. Эта погрешность определяется наклоном линзы в патроне относительно оси оптической системы по формуле:

$$\Delta D = \frac{D}{57,3^2} \frac{(s_F' - r)}{2r} \varphi^2, \quad (6)$$

где D — рефракция испытуемой линзы; s_F' — заднее вершинное фокусное расстояние; r — радиус кривизны линзы; φ — угол наклона оптической оси линзы к оптической оси системы.

2. Устранимые систематические погрешности. Погрешность, возникающая от неточности фокусного расстояния масштабного объектива, обусловливается недостаточной точностью существующих фокометров.

Влияние погрешности фокусного расстояния масштабного объектива на погрешность диоптриметра определяется по формуле:

$$\Delta D = 0,02D \frac{\Delta f}{f}, \quad (7)$$

где $\Delta f/f$ — относительная погрешность измерения фокусного расстояния масштабного объектива.

Влияние этой погрешности устраняется путем настройки диоптриметра по образцовым линзам. Фокусное расстояние масштабного объектива подгоняется посредством смещения подвижного компонента объектива до тех пор, пока показания диоптриметра не будут точно соответствовать значениям рефракции образцовых линз.

3. Неустраняемые систематические погрешности. Этот вид погрешности обуславливается неточностью изготовления шкалы диоптриметра. Составлена таблица отклонений, максимальное из которых составляет 3 мкм, что соответствует 0,0006 дптр. Ввиду малости этой погрешности использование поправочных коэффициентов при работе на диоптриметре нерационально.

Погрешность аттестации образцовых линз, рефракция которых определена расчетным путем, не превышает 0,006 дптр.

Таблица 3

Условная группа погрешностей	Величина элемента V_i	Погрешность определения величины ΔV_i	Пределная погрешность, определяемая величиной ΔV_i макс	Формула несомненно оставшегося систематического погрешности i -й величины $V_i = \sqrt{\Delta V_i^2}$	Значение коэффициента γ_i		Граница неискаженного остатка систематической погрешности γ_i дмтр	Вид погрешности
					в зависимости от D	при $D = 8$ дмтр		
I	Наклон линзы относительно оси системы	φ	2°	$\Delta D = \frac{D}{57,3} \frac{s' - r}{2r} \varphi^2$	$1,5 \cdot 10^{-4} D$	0,0012	0,0024	Систематическая
II	Погрешность фокусного расстояния масштабов объектива	$\frac{\Delta f_{об}}{f}$	0,1%	$\Delta D = 0,02 D \frac{\Delta f}{f}$	$0,02 D$	0,016	—	То же*
III	Погрешность аттестации образцовых линз Погрешность изготовления шкалы	ΔD_0 δ	0,006 дмтр 3 мкм	Задана таблично Задана таблично			0,006 0,0006	• •
IV	Погрешность системы авторегулирования канала рефракции Погрешность системы центрировки линзы Погрешность системы позиционирования линзы Погрешность отсчета	ΔD_p	0,002 дмтр	$\Delta D_p = \Delta D_p \cdot 1$	1	1	0,002	Случайная
		Δx	0,1 мм	$\Delta D = 0 \cdot \Delta x$	0	0	—	То же
		Δz	0,01 мм	$\Delta D = 0 \cdot \Delta z$		0,064	0,0006	•
		ΔD	0,004 дмтр	$\Delta D = \frac{D_p}{1000} \Delta z$	$\frac{D^2}{1000}$		0,004	•

* Погрешность устраняется при настройке по образцовым линзам.

В метрологической практике принято считать, что остатки систематических погрешностей имеют равномерное распределение. В соответствии с этим границы неисключенного остатка систематических погрешностей результата измерений можно оценить по формуле

$$\theta = k \sqrt{\sum_{i=1}^n \theta_i^2}, \quad (8)$$

$$\theta = 1,12 \sqrt{0,0027 + 0,0006 + 0,006} = 0,007. \quad (9)$$

4. Случайные погрешности. Случайные погрешности, вызывающие вариацию показаний диоптриметра при единообразной установке линзы в патрон — держатель, определяются зоной нечувствительности четырех следящих систем диоптриметра. По этой причине каждую из этих погрешностей следует считать равномерно распределенной.

Зона нечувствительности системы авторегулирования канала рефракции составляет 0,002 дптр. Зона нечувствительности системы центрирования линзы, как показано ранее, не влияет на погрешность прибора. Зона нечувствительности системы установки линзы влияет на погрешность диоптриметра в соответствии с формулой (4) и составляет 0,0006.

Таким образом, суммарная погрешность, представляющая собой композицию двух равномерных распределений с границами 0,002 и 0,0006 дптр, распределена по закону трапеции с границами 0,0026 дптр.

Погрешность отсчета по шкале принято считать равномерно распределенной величиной [4]. Для образцовой установки она (при опытным наблюдателе) равна 0,002 дптр. Специфической особенностью диоптриметра является дрейф нуля. Истинное значение вычисляется как разность между показаниями прибора с испытуемой линзой и без нее. Погрешность разности будет величиной, распределенной по треугольному закону с границами 0,004 дптр.

Таким образом, распределение погрешности однократного измерения будет представлять собой композицию из трех распределений: 1) равномерного с границами 0,007 дптр; 2) трапециoidalного с границами 0,0026 дптр; 3) треугольного с границами 0,004 дптр.

Композиция этих распределений построена графоаналитическим методом по методике, описанной в [5].

По графику суммарного распределения найдено, что с вероятностью 95% погрешность однократного измерения не выйдет за пределы 0,01 дптр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мумжиу А. М., Стракун Г. И., Родионова И. Е. Применение автоматической фокусировки для измерения вершинной рефракции линз. — «Измерительная техника», 1970, № 9, с. 42—44 с ил.
2. Стракун Г. И., Мумжиу А. М., Мицевич И. А. Автоматический диоптриметр. — «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 1, с. 21—24 с ил.
3. Мумжиу А. М., Стракун Г. И. Оптико-электронное устройство для автоматической установки прозрачных объектов. — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 14, с. 40—42, с ил.
4. Долинский Е. Ф. Обработка результатов измерений. М., Изд-во стандартов, 1973, 191 с.
5. Грачев И. А., Рабинович С. Г. Приближенный способ построения функции распределения композиции нескольких распределений. — «Измерительная техника», 1968, № 1, с. 8—11.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

ПРОЕКТОР ДЛЯ УСТАНОВОК СОВМЕЩЕНИЯ

Острая потребность в увеличении количества ассортимента полупроводниковых приборов и интегральных микросхем, а также в улучшении их качества объясняется в настоящее время бурным развитием микроэлектроники.

Важную роль в процессе изготовления полупроводниковых структур играют установки совмещения и экспонирования. Процесс совмещения полупроводниковой структуры с рисунком фотошаблона должен производиться с большой точностью. Погрешность совмещения отдельных участков контуров фотошаблона и рисунка, нанесенного на полупроводниковой структуре, не должна превышать $0,5 \div 1$ мкм.

В связи с этим необходимо применять приборы, имеющие достаточно большое увеличение, что в свою очередь заставляет предъявлять к ним специфические требования.

Имеются два пути решения указанной задачи: 1) создание микроскопических систем с наблюдением через окуляр и 2) создание проекционных систем с наблюдением на экране.

В первом случае возможно создать большое увеличение при сравнительно умеренной мощности источников освещения поля. Однако наблюдение через окуляры для оператора в течение долгого времени утомительно и может снизить производительность и эффективность использования системы.

Проекционные системы имеют преимущества в отношении объективности наблюдения и удобства пользования, но для больших увеличений ($100\times$ и более) создание достаточной освещенности и равномерности на экране затруднительно.

Таким образом, обе системы являются полезными и используются на практике. Авторами были разработаны двойной фазовый микроскоп с разделением поля зрения и фазовый проектор* с большим увеличением. Недостатком проектора явилось отсутствие разделения поля зрения.

Позднее был разработан фазовый специальный проектор с разделенным полем.

Разработанный проектор обеспечивает проведение контроля совмещения контуров фотошаблона с контурами рисунка полупроводниковой структуры по совпадению изображений на экране. На рисунке представлена оптическая схема проектора.

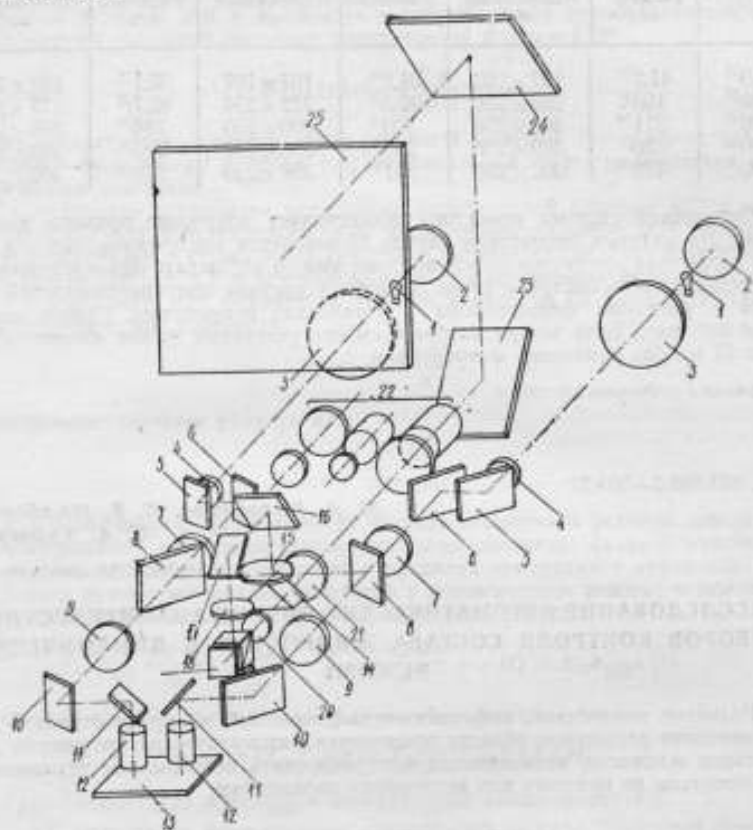
Оптическая схема состоит из двух ветвей сравнения и проекционной ветви, передающей изображение предметов на просвечивающий матовый экран. Проектор работает в отраженном свете. Световое поле высокоинтенсивного источника света 1 — кварцевой лампы с водным циклом КИМ-9-75 — удваивается вогнутым зеркалом 2, дающим рядом со спиралью ее смещенное изображение. Осветительная система состоит из коллектора 3, конденсатора 4, осветительных линз 7 и 9, объектива 12 и зеркал 5, 6, 8, 10, 11, которые изменяют направление пучка лучей. Источник света 1 при помощи этой системы освещает объект 13. Объектом в установках совмещения является полупроводниковая структура с нанесенным на нее фотошаблоном.

Увеличенное в $10\times$ промежуточное изображение объекта с помощью объективов 12, и 9, зеркал 11, 10 и 8 создается в плоскости ребра призмы 14. Призма отрезает по половине от каждого из полей промежуточных изображений и сводит оставшиеся половины вместе, оставляя между ними только узкую границу.

* Карташев А. И., Ошанин К. С. Оптические проекционные системы с повышенным контрастом для рассматривания фазовых объектов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 144 (204), 1973, с. 27—30.

Объективы 12 установлены таким образом, что они проектируют изображение объекта на бесконечное расстояние, что дает возможность менять базу между объективами без изменения фокусировки.

База между объективами меняется вращением винта с двумя рукоятками, расположенными справа и слева от передней панели, а наводка объективов на резкость осуществляется при помощи рукояток, выведенных на верхнюю панель проектора.



Оптическая схема проектора

Проекционная ветвь содержит четыре плоских зеркала 16, 17, 23 и 24, объектив 21, систему сменных объективов 22 и интерференционный компенсатор 19, введенный в ход лучей проектора для увеличения контраста изображения полупроводниковых структур, которые являются фазовыми объектами. Компенсатор состоит из призмы-кубика и двух зеркал, одно из которых неподвижно, а второе передвигается строго параллельно самому себе.

В схеме имеются компенсирующие элементы 15 и 18. Компенсационный объектив 15 введен в ход лучей для обеспечения возможности работы с фототаблицами различной толщины (1,5 мм, 6 мм и 10 мм).

Система 22 служит для изменения увеличения проектора. Смена увеличения осуществляется поворотом диска с объективами, для чего служит рукоятка, выведенная на правую панель проектора. Проектор позволяет получать пять ступеней увеличения от 40[×] до 400[×].

Увеличение и размеры изображения на экране при работе с фотошаблонами различной толщины представлены в таблице.

Оминальное увеличение	Толщина шаблона, мм					
	1,5		6		10	
	Увеличение	Изображение, мм	Увеличение	Изображение, мм	Увеличение	Изображение, мм
40×	41,7×	107×107	38,2×	107×107	35,7×	108×108
100×	105×	269×250	96,3×	272×250	92,7×	273×250
200×	211×	300×250	193×	300×250	186×	300×250
300×	320×	300×250	293×	300×250	282×	300×250
400×	422×	300×250	387×	300×250	372×	300×250

Оптическая система проектора обеспечивает получение прямого изображения. На матовом просветном экране 25 создается увеличенное изображение двух различных предметов полей, которые можно наблюдать одновременно, что дает возможность быстро и точно совмещать рисунок полупроводниковой пластины с рисунком фотошаблона в установках совмещения. Размер экрана 250 × 300 мм². База между изображаемыми участками может изменяться от 19 до 32 мм без изменения фокусировки.

Поступила в редакцию 6/V 1973 г.

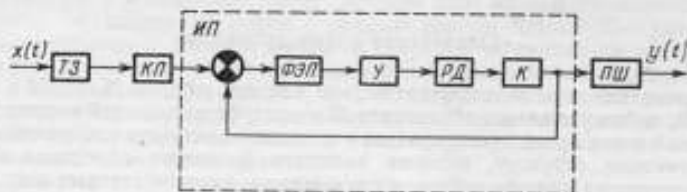
УДК 681.785.2—501.22

М. А. Карабегов, Л. В. Налбандов,
С. А. Хуршудян

ВНИИМ, СКБ Аналитприбор

ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОМАТИЧЕСКИХ ОПТИКО-АНАЛИТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ КОНТРОЛЯ СОСТАВА ЖИДКОСТЕЙ В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Развитие химической, нефтехимической, пищевой и других отраслей промышленности расширяет области применения автоматических оптических анализаторов жидкости, позволяющих контролировать непрерывные технологические процессы по прямому или косвенному параметрам.



Функциональная схема компенсационного автоматического анализатора жидкости

В практике автоматического аналитического контроля среди оптических анализаторов жидкости наибольшее распространение получили компенсационные автоматические фотометрические и рефрактометрические анализаторы, функциональная схема которых представлена на рисунке.

Непрерывный поток измеряемой жидкости с переменным параметром, поступающий по транспортному звену $TЗ$, отклоняет световой луч в рефрактометрах или меняет его интенсивность в фотометрах на выходе из кюветного преобразователя $КП$ и вызывает разбаланс фотоэлектрического преобразователя $ФЭП$. Усиленный усилителем $У$ ток разбаланса подается на обмотки реверсивного двигателя $РД$, который, перемещая оптический компенсатор $К$, устраняет разбаланс $ФЭП$. Показание прибора связано с движением компенсатора $К$ посредством преобразователя шкалы $ПШ$.

Звенья $ФЭП$, $У$, $РД$ и $К$ образуют измерительный преобразователь $ИП$, эквивалентный следящей системе с передаточной функцией [2]:

$$W_{ИП}(p) = \frac{k_{ce}}{T_{cc}p + 1}, \quad (1)$$

где k_{ce} — передаточный коэффициент следящей системы; T_{cc} — время пробега стрелкой полной шкалы прибора при максимальной скорости вращения вала реверсивного двигателя.

Существенное влияние на постоянные передаточной функции $ИП$ и условия максимальной чувствительности и оптимальных размеров $КП$ оказывает выбор измерительной схемы $ФЭП$ (мостовая схема с одним, двумя активными сопротивлениями и т. д.) и фотоприемников (фоторезисторы, фотоумножители и т. д.). Например, для фотометров условия измерений [3] дают оптимальное значение оптической плотности:

$$D_{opt} = \frac{0,43}{\alpha}$$

и оптимальное значение размера $КП$

$$l_{opt} = \frac{0,43}{\alpha h c_{max}}$$

где h — коэффициент, зависящий от состава вещества и условий измерений; α — коэффициент, характеризующий тип фотоприемника; c_{max} — максимальное значение концентрации вещества в пределах измеряемого диапазона.

Работа автоматических анализаторов в динамическом режиме описывается линейным дифференциальным уравнением второго порядка:

$$T_{cc}T_{КП} \frac{d^2y(t)}{dt^2} + (T_{cc} + T_{КП}) \frac{dy(t)}{dt} + y(t) = k_{cc}k_{КП}x(t). \quad (2)$$

Отсюда следует, что динамическая ошибка равна:

$$\epsilon(p) = (T_{cc}T_{КП}p + T_{cc} + T_{КП}) p X(p). \quad (3)$$

где $T_{КП}$ — постоянная $КП$, $k_{КП}$ — передаточный коэффициент $КП$.

В $КП$ происходит формирование измеряемого сигнала. При этом измеряемый параметр преобразуется в световую величину согласно закону Бугера-Ламберта-Бера для фотометров и колориметров, видоизмененному закону Бугера-Ламберта-Бера для турбидиметров, и закону Релея для нефелометров. Параллельно основному каналу в $КП$ формируется сигнал возмущения, накладываемый на полезный сигнал и часто преобладающий по величине над остальными помехами. Для нефелометров и турбидиметров возмущением в процессе измерения является цветность измеряемой жидкости, для фотометров и колориметров — взвеси, для рефрактометров — колебания температуры контролируемой жидкости.

Рассмотрим модель рефрактометра и механизм влияния «температурных» возмущений. В современных рефрактометрах $КП$ в большинстве случаев представляют собой различные варианты кюветы Андерсона [1, 4, 5], состоящей из замкнутой и проточной кювет. Замкнутая кювета, заполненная жидкостью с известным показателем преломления n_0 , обычно размещена в проточной кювете, в которой протекает жидкость с контролируемым параметром. Отклоне-

ние светового луча на фотоприемника ФЭП пропорционально разности показателей преломления жидкостей в проточной и замкнутой кюветках.

Существующая зависимость показателя преломления n от температуры [6]:

$$n = n_0 + b(\theta - \theta_0) \quad (4)$$

и пассивный теплообмен между кюветками приводят к возникновению «температурной» ошибки, которая пропорциональна величине

$$z^3 \sim b(\theta - \theta_0),$$

где n_0 — показатель преломления при температуре θ_0 ; b — температурный градиент показателя преломления (предполагается, что $b = \text{const}$, для эталонной и измеряемой жидкостей); θ, θ_0 — текущие значения температур жидкости в проточке и замкнутой кювете.

Величина θ_0 функционально связана с температурой измеряемой жидкости в КП, следовательно,

$$z^0(t) = f[\theta(t), \alpha_i(t)], \quad (5)$$

где $\alpha_i(t)$ — некоторые параметры, характеризующие КП и поток измеряемой жидкости.

Для получения конкретной зависимости (5) необходимо рассмотреть процессы теплообмена в КП. Малый размер и неправильная форма кюветы затрудняют математическое выражение процесса теплопередачи, поэтому рассмотрим модель кюветы при следующих предположениях [5]:

1) перераспределение температуры в проточной кювете и замкнутой кювете происходит мгновенно, и перемешивание полное, т. е. конвекционными токами можно пренебречь;

2) тепло через наружные стенки не рассеивается.

В этом случае передаточная функция КП по температуре равна

$$W_{\text{КП}}^0(p) = \frac{z^0(p)}{\theta(p)} = \frac{bkT_3p(T_0p+1)}{(T_0p+1)(T_3p+1)(T_0p+1) - k_1(T_{\text{вх}}p+1)}, \quad (6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{\alpha_c S_c + \alpha_3 S_3}{Q_c + \alpha_c S_c + \alpha_3 S_3}, \\ k &= \frac{Q_c}{Q_c + \alpha_c S_c + \alpha_3 S_3}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} T_3 &= \frac{m_3 \bar{C}}{\alpha_3 S_3}, \\ T_c &= \frac{m C_c}{\alpha_c S_c}, \\ T_0 &= \frac{m \bar{C}}{Q_c + \alpha_3 S_3 + \alpha_c S_c}, \\ T_{\text{вх}} &= \frac{\alpha_c S_c T_3 + \alpha_3 S_3 T_c}{\alpha_3 S_3 + \alpha_c S_c}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где m, m_3 и m_c — соответственно массы контролируемого раствора в проточной кювете, раствора в замкнутой кювете и масса стенок КП; \bar{C} и C_c — средняя теплоемкость контролируемого раствора и теплоемкость стенок КП; α_c и α_3 — коэффициенты теплопередачи эталонного раствора и стенок КП; S_c и

S_0 — площади теплопередающих поверхностей замкнутой кюветы и стенок проточной кюветы; \bar{Q}_c — средний расход измеряемой жидкости в проточной кювете.

В передаточной функции (6) входным сигналом является изменение температуры жидкости $\theta(p)$ от некоторого начального значения θ_0 , когда $\theta_0 = \theta_{20}$ и $e^0(t_0) = 0$, а выходным сигналом — «температурная» ошибка $e^0(p)$. Из формулы (7) следует, что при расходах измеряемой жидкости через проточную кювету $Q \rightarrow \infty$, $k_1 \rightarrow 0$ и $k \rightarrow 1$. Считая Q достаточно большим, заменим $k_1 \rightarrow 0$ на $k_1 = 0$. При этом в формуле (6) сократится член, содержащий постоянную стенок T_c , и передаточная функция станет равной:

$$W_{\text{кп}}^0(p) = \frac{\theta T_0 p}{(T_0 p + 1)(T_2 p + 1)}. \quad (9)$$

Динамическая ошибка рефрактометра при температурных колебаниях в проточной кювете рассматривалась в работах [1, 4], где передаточная функция использовалась в виде (9). Как уже отмечалось, замена k_1 на $k_1 = 0$ приводит к исключению из рассмотрения в процессе теплообмена стенок кюветы. Однако в некоторых режимах работы нельзя принять $Q \rightarrow \infty$, так как это приводит к уменьшению «температурной» ошибки и изменению переходного процесса.

В общем случае

$$e^0(p) = \frac{bkT_2}{a_1} \frac{T_c p + 1}{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3)} \theta(p), \quad (10)$$

где p_1, p_2, p_3 — корни характеристического уравнения:

$$p^3 + \frac{a_2}{a_1} p^2 + \frac{a_3}{a_1} p + \frac{a_4}{a_1} = 0; \quad (11)$$

$$a_1 = T_0 T_2 T_c;$$

$$a_2 = T_0 T_2 + T_c T_2 + T_0 T_c;$$

$$a_3 = T_0 + T_c + T_2 - k_1 T_{\text{ст}};$$

$$a_4 = 1 - k_1.$$

Решение (11) дает три действительных корня, поэтому для случая единичного скачка температуры измеряемой жидкости на входе в проточной кювете

$$\theta(p) = \frac{1}{p} \quad (12)$$

получим следующую зависимость «температурной» ошибки от времени:

$$e^0(t) = \frac{bkT_2}{a_1} \frac{(T_c p_1 + 1) t^{p_1 t}}{(p_1 - p_2)(p_1 - p_3)} - \frac{bkT_2}{a_1} \frac{(T_c p_2 + 1) t^{p_2 t}}{(p_1 - p_2)(p_2 - p_3)} + \frac{bkT_2}{a_1} \frac{(T_c p_3 + 1) t^{p_3 t}}{(p_2 - p_3)(p_1 - p_3)}. \quad (13)$$

Предположив, что

$$p_1 = -\frac{1}{T_0}, p_2 = -\frac{1}{T_2}, p_3 = -\frac{1}{T_c}, \quad (14)$$

формулу (13) преобразуем в эквивалентную для передаточной функции (9). Таким образом, замена малого k_1 на $k_1 = 0$ равносильна требованию (14). Следовательно, передаточная функция (9) является пределом формулы (6) по параметру k_1 при $k_1 \rightarrow 0$. Наличие параметра k_1 позволяет искать решение (11) с точностью до первого члена разложения по малому параметру, т. е.

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= p_1^0 + p_1^1, \\ p_2 &= p_2^0 + p_2^1, \\ p_3 &= p_3^0 + p_3^1. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где $p_1^0 = p_2^0$ и p_3^0 определены формулами (14); p_1, p_2, p_3 — поправки порядка k_1 . Подставляя (15) в уравнение (11) и учитывая, что

$$p_1', p_2' = p_2' p_3' = p_3' p_1' = 0, \quad (16)$$

получим выражения для поправок

$$\left. \begin{aligned} p_1' &= - \left(\frac{k_1}{T_3 - T_0} - \frac{p_2 (T_c - T_0)}{T_3 - T_0} + p_3' \right), \\ p_2' &= \frac{k_1}{T_3 - T_0} - \frac{p_3' (T_c - T_0)}{T_3 - T_0}, \\ p_3' &= \frac{k_1 [T_{\text{вх}} (T_3 - T_0) + T_0 (T_c + T_3) - T_3 (T_0 + T_c)]}{T_c^2 (T_0 - T_3) + T_3^2 (T_c - T_0) + T_0^2 (T_3 - T_c)}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

откуда следует, что величины поправок зависят не только от T_c , но и от $T_{\text{вх}}$, т. е. они более полно отображают тепловые процессы в КП, описываемые уравнениями теплового баланса. Формулы (17) позволяют определить величины поправок и, не решая уравнения (11), определить корни характеристического уравнения по формуле (15) при известных конструктивных и тепловых параметрах КП.

Подставив значения корней характеристического уравнения (15) в формулу (13) и сравнив с аналогичным решением для передаточной функции (9), можно найти ошибку применения формулы (9) вместо (6):

$$\Delta \epsilon^0(t) = \frac{b T_3 t^{-\frac{t}{T_3}}}{T_3 - T_0} \left[p_2' t - \frac{p_2' T_c T_3}{T_c - T_3} (1 + p_2' t) \right] - \frac{b T_3 t^{-\frac{t}{T_0}}}{T_3 - T_0} \left[p_1' t - \frac{p_1' T_c T_0}{T_c - T_0} (1 + p_1' t) \right] + \frac{b T_3 p_3' T_c t^{-\frac{t}{T_c}}}{(T_c - T_3)(T_c - T_0)} (1 + p_3' t). \quad (18)$$

При выводе (18) для упрощения выражения предполагалось, что

$$\frac{k b T_3}{T_3 - T_0} \approx \frac{b T_3}{T_3 - T_0}, \quad \text{т. е. } k \approx 1. \quad (19)$$

Переход от (5) к (8) вызывается не только требованием $k_1 \rightarrow 0$. Можно предположить, согласно пункту 2 (см. стр. 30), что $T_c \rightarrow \infty$. Тогда произойдет аналогичный переход, т. е.

$$(T_0 p + 1)(T_3 p + 1)(T_c p + 1) \approx k_1 (T_{\text{вх}} p + 1). \quad (20)$$

В этом случае правой частью формулы можно пренебречь.

Таким образом, зная параметры КП, можно определить постоянные (7) и (8), далее, по формулам (17), вычислить поправки и, зная их, определить величину $\Delta \epsilon^0(t)$ в интервале 10—30 с (время, когда обычно наступает максимум). Если для данного интервала выполняется условие:

$$\frac{\Delta \epsilon^0(t)}{\epsilon_{\text{м.ис}}^0} < 1, \quad (21)$$

где $\epsilon_{\text{макс}}^0$ определяется из уравнения «температурной» ошибки с передаточной функцией (9), то применение формулы (8) не влечет ошибки, в остальных случаях применяется передаточная функция

$$W_{\text{КП}}^0(p) = \frac{bkT_3}{a_1} \frac{T_c p + 1}{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3)} \quad (22)$$

Выше было отмечено, что при $Q \rightarrow \infty$ передаточная функция (8) является точной. Однако, как указывается в работе [5], увеличение Q приводит к отрицательным эффектам: возникают «мертвые» зоны, значительно ухудшается перемешивание, т. е. математическая модель кюветы перестает соответствовать реальному объекту. Следовательно, предположение об идеальном реакторе, принятое для проточной кюветы при выводе математических уравнений, ограничено сверху максимальным значением $Q_{\text{макс}}$, что подчеркивает необходимость проверки условия (21).

При работе с вязкими или полимеризующими веществами, например, с пластмассами, маслами и др., при высокой температуре не всегда возможно снизить расход Q до уровня $Q < Q_{\text{макс}}$. В этом случае задача может быть решена при использовании кюветы с внутренним протоком [7], тогда значения Q не ограничиваются, а проточная кювета (выполненная в виде цилиндра) не имеет застойных зон. Уравнения теплового баланса для кюветы с внутренним протоком запишутся в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} m\bar{C} \frac{d\theta_{\text{вых}}}{dt} &= Q\bar{C}(\theta - \theta_{\text{вых}}) - S_2\alpha_2(\theta_{\text{вых}} - \theta_2), \\ m_2\bar{C} \frac{d\theta_2}{dt} &= S_2\alpha_2(\theta_{\text{вых}} - \theta_2) - S_c\alpha_c(\theta_2 - \theta_c), \\ m_c C_c \frac{d\theta_c}{dt} &= S_c\alpha_c(\theta_2 - \theta_c), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где $\theta_{\text{вых}}$ — температура жидкости на выходе проточной кюветы; θ_c — температура стенок; θ — температура измеряемой жидкости на входе в проточную кювету. Если обозначить

$$\left. \begin{aligned} T_c &= \frac{m_c C_c}{a_c S_c}, \\ T_2 &= \frac{m_2 \bar{C}}{a_c S_c + a_2 S_2}, \\ T_{\bar{C}} &= \frac{m \bar{C}}{Q_c + S_2 \alpha_2}, \\ k_1 &= \frac{S_2 \alpha_2}{S_2 \alpha_2 + S_c \alpha_c}, \\ k_2 &= \frac{S_c \alpha_c}{S_2 \alpha_2 + S_c \alpha_c} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{S_2 \alpha_2}{S_2 \alpha_2 + S_c \alpha_c}, \\ k_2 &= \frac{S_c \alpha_c}{S_2 \alpha_2 + S_c \alpha_c} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

тогда передаточная функция по «температурной» ошибке будет равной

$$W_{\text{КП}}^0(p) = b \frac{(T_2 p + 1)(T_c p + 1) - k_2 - k_1(T_c p + 1)}{(T_{\bar{C}} p + 1)[(T_2 p + 1)(T_c p + 1) - k_2]} \quad (26)$$

При выводе формулы (26) предполагалось, что выполняются условия:

$$\frac{Q_c}{Q_c + S_2 \alpha_2} \rightarrow 1 \quad \text{и} \quad \frac{S_2 \alpha_2}{Q_c + S_2 \alpha_2} \rightarrow 0. \quad (27)$$

Преобразовав формулу (26), передаточную функцию цилиндрической кюветы можно записать в виде

$$W_{\text{КП}}^0(p) = b \frac{(T_3 T_c p + T_3 + k_2 T_c) p}{(T_b p + 1) [(T_3 p + 1) (T_c p + 1) - k_2]}, \quad (28)$$

и для случая единичного скачка температуры на входе в проточную кювету «температурная» ошибка будет следующей функцией времени:

$$e^{\Delta}(t) = \frac{b(T_3 T_c p_1 + k_2 T_c + T_3) t^{p_1 t}}{(p_1 - p_2)(p_1 - p_3)} - \frac{b(T_3 T_c p_2 + k_2 T_c + T_3) t^{p_2 t}}{(p_1 - p_2)(p_2 - p_3)} + \frac{b(T_3 T_c p_3 + k_2 T_c + T_3) t^{p_3 t}}{(p_1 - p_3)(p_2 - p_3)}, \quad (29)$$

где

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= -\frac{1}{T_b}, \\ p_{2,3} &= \frac{-(T_c - T_3) \pm \sqrt{(T_c + T_3)^2 - 4T_3 T_c k_1}}{2T_3 T_c} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Как видно из формул (26), (28), (29), на процесс перераспределения тепла существенное влияние оказывают параметры стенки.

Чтобы сравнить динамические ошибки, вызванные температурными колебаниями кюветы с внутренним протоком и кюветы с внешним протоком, необходимо их модели привести к равным условиям. Выше было показано, что передаточная функция (8) является пределом функции (5), и переход осуществляется при $T_c \rightarrow \infty$. Заметим, что передаточная функция (28) при условии $T_c \rightarrow \infty$ также переходит в (8), так как в этом случае $\alpha_c \rightarrow 0$, и тогда $k_1 \rightarrow 1$, $k_2 \rightarrow 0$. Описывая обе кюветы одной функцией (8), можно провести их сравнение.

Как показано в [7], кювета с внутренним протоком при равных условиях обладает меньшим значением T_3 и, следовательно, меньшими динамическими погрешностями по температуре.

Для уменьшения «температурной» ошибки в лабораторных рефрактометрах применяется стабилизация температуры измеряемой жидкости.

Многообразие конструктивных решений систем регулирования температуры (системы с релейным регулятором, регулятор с генераторным преобразователем и др.) в основном базируется на одном принципе: приток тепла к термостатируемому телу меняется при отклонении температуры тела от заданного значения. Поэтому процесс термостатирования представляет собой колебательный процесс, амплитуда которого определяет ошибку термостатирования:

$$A = \theta_0 - \theta_{\text{мин}}, \quad (31)$$

где θ_0 — температура стабилизации, $\theta_{\text{мин}}$ — минимальная температура регулятора, при которой происходит включение нагревательной системы.

Получение точного решения для $e^{\Delta}(t)$ связано с математическими трудностями, которые возникают при описании полной системы интегрально-дифференциальных уравнений теплобалауса системы. Часто требуется определение не точного решения $e^{\Delta}(t)$, а порядка «температурной» ошибки. В этом случае можно использовать характеристики регулятора, определяемые экспериментально. При замене колебательного процесса терморегулирования линейным приближением интегральная «температурная» ошибка будет равной площади треугольника, образованного наклонными прямыми, характеризующими нагрев и остывание системы регулирования:

$$\Delta \approx \frac{1}{2} \frac{A}{\omega}, \quad (32)$$

где ω — частота подключений нагревателя системы. Откуда следует, что

$$A \approx 2\Delta\omega. \quad (33)$$

Величины Δ и ω определяются из кривой процесса терморегулирования. По формуле (33) вычисляется значение амплитуды A , что позволяет определить максимальную «температурную» ошибку $\varepsilon_{\text{max}}(t)$, при известном значении скачка температуры измеряемой жидкости на входе в проточную камеру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комраков Ю. И., Карабегов М. А., Девдариани И. В., Симонян Г. А. Анализ динамических погрешностей автоматических абсорбциметров и рефрактометров. — «Измерительная техника», 1969, № 11, с. 35—38 с ил.
2. Котченко Д. Д. Следящие системы автоматических компенсаторов. М., «Недра», 1965, 156 с. с ил.
3. Брагин Г. Я., Девдариани И. В., Карабегов М. А., Перлштейн А. А. Расчет фотометрических приборов. — «Приборы и системы управления», 1967, № 2, с. 1—3.
4. Карабегов М. А., Комраков Ю. И., Айолло Э. С. О некоторых динамических характеристиках автоматических фотоабсорбциметров и рефрактометров. — «Измерительная техника», 1965, № 5, с. 49—52 с ил.
5. Gronlon R. Z., Hongen J. O., Dreifke G. E. „Control Engineering“, 1960, May, July.
6. Ноффе Б. В. Рефрактометрические методы химии. Госхимиздат, 1960, 400 с. с ил.
7. Айолло Э. С., Девдариани И. В., Карабегов М. А., Комраков Ю. И., Пожидаев Г. М. Автоматический рефрактометр. Авторское свидетельство № 271838. — «Бюллетень изобретений», 1970, № 18.

Поступила в редакцию 6/У 1973 г.

УДК 621.373.8.001.5 : 533.951

Ю. Г. Захаренко, В. П. Капралов,
В. Е. Привалов

ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ НА ЧАСТОТУ МЕЖМОДОВЫХ БИЕНИЙ НЕ-NE-ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО В ДВУХМОДОВОМ РЕЖИМЕ

К газовым лазерам, применяемым в метрологии, предъявляются высокие требования по стабильности частоты. В связи с этим в газовых лазерах применяются системы стабилизации. При работе лазера, как правило, используется одномодовый режим. Однако и двухмодовый режим представляет интерес для некоторых систем стабилизации частоты.

Колебания, возникающие в разряде, в значительной мере ограничивают возможность использования He-Ne-лазеров в метрологии, так как они приводят к смещению и девиации частоты излучения.

Зависимость частоты межмодовых биений от различных факторов рассмотрена в работах [1, 2]. Влияние же колебаний на частотные характеристики в этих работах не рассматривалось. В работах [1, 3] для исследования влияния колебаний и изменения тока разряда на частоту межмодовых биений использовался метод сравнения частотного интервала между продольными модами с радиочастотой эталонного генератора. Однако при этом авторами указанных работ не исследовалось влияние собственных колебаний в разряде.

С целью исследования влияния колебаний в разряде на частоту межмодовых биений авторами настоящей работы были проведены измерения смещения и девиации частоты He-Ne-лазера на экспериментальной установке, приведенной на рис. 1.

Активный элемент He-Ne-лазера наполнялся смесью ^3He и ^{20}Ne при суммарном давлении смеси 1,4 Тор. Внутри резонатора, образованного двумя зеркалами с радиусами $R_1 = \infty$, $R_2 = 3$ м была установлена присовая диафрагма для изменения относительного возбуждения. Лазер работал в режиме двух продольных мод, симметричных относительно центра линии, с межмодовым расстоянием 510 МГц.

Частота биений регистрировалась фотоэлектронным умножителем с динамическим преобразователем частоты (ФЭУ с ДПЧ) [5]. Питание ФЭУ с ДПЧ осуществлялось от стабилизированного источника питания ВС-22.

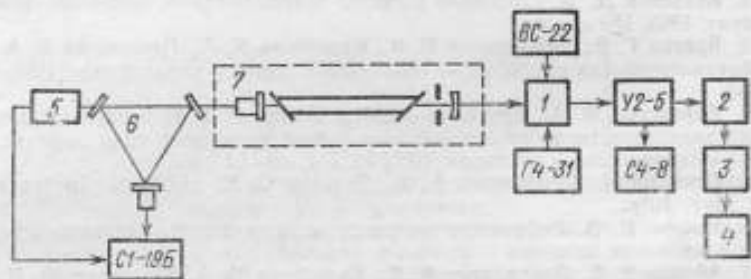


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:

1—ФЭУ с ДПЧ; 2—ограничитель; 3—частотный детектор; 4—самописец;
5—ФЭУ-68; 6—сканирующий интерферометр; 7—лазер

Сигнал биений, выделенный ФЭУ с ДПЧ, усиливался усилителем промежуточной частоты У2-5, настроенным на частоту 30 МГц. Частота биений 510 МГц преобразовывалась в промежуточную 30 МГц посредством модуляции скорости пучка электронов фотокатода с частотой гетеродина (внешнего генератора стандартных сигналов Г4-31). Сигнал промежуточной частоты с выхода усилителя У2-5 направлялся на ограничитель и далее на частотный детектор, с выхода которого он поступал на вход усилителя двухкоординатного самописца Епдеет 620.01. На вход усилителя хх подавался сигнал пропорциональный току разряда.

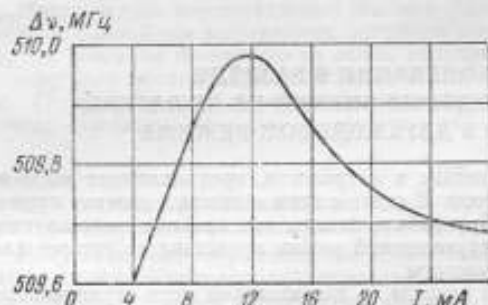


Рис. 2. Зависимость частоты межмодовых биений $\Delta\nu$ от тока разряда I

контролировать спектр излучения. В качестве фотоприемника в сканирующем интерферометре был применен ФЭУ-68. Измерения проводились при постоянном уровне потерь.

На рис. 2 представлена диаграмма зависимости частоты биений между продольными модами от изменения тока разряда. Как видно из рисунка, при увеличении тока разряда от 4 до 12 мА наблюдается увеличение частоты биений от 509,60 до 509,98 МГц. Дальнейшее увеличение тока разряда от 12 до 30 мА приводит к уменьшению частоты биений до 509,68 МГц. С увеличением тока разряда с 28 до 30 мА наблюдается незначительное уменьшение частоты

блений (на 40 кГц). Изменение частоты блений с ростом тока разряда обусловлено изменением коэффициента усиления [1]. Рост части кривой (рис. 2) обусловлен уменьшением коэффициента усиления, спад — обратным процессом (в данном активном элементе коэффициент усиления имеет максимум при токе 12 мА). При токе 8 мА появлялись страты в капилляре активного элемента. Их действие на частоту блений не обнаружено из-за слабой модуляции ими тока разряда (0,5%) и большой частоты страт (800 кГц).

При токах разряда более 22 мА появлялись шумовые страты (10%) [4], при этом наблюдалась девиация частоты блений до 220 кГц.

Появление реактивных колебаний при токе 12 мА (при подключении внешней емкости 20 пФ между анодом и катодом, вызывающем модуляцию тока разряда 40%, при частоте 200 кГц) приводило к девиации частоты межмодовых блений 40 кГц и ее смещению на 60 кГц. Смещение и девиация частоты, по-видимому, вызываются прежде всего уменьшением коэффициента усиления, а также изменением параметров разряда (электронной температуры, концентрации заряженных частиц, температуры газа). Измерения модуляции тока разряда (при появлении реактивных колебаний) показали, что переменная составляющая тока модулирует излучение лазера (т. е. коэффициент усиления) без существенного ослабления до 400 кГц. Таким образом, появление колебаний и шумовых страт вызывает девиацию коэффициента усиления и частоты межмодовых блений, что обуславливает нестабильность излучения лазера порядка 10^{-9} — 10^{-11} (в зависимости от амплитуды колебаний).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкин А. С., Беленов Э. М., Гончуков С. А., Ораевский А. Н., Петровский В. И., Проценко Е. Д. Стабилизация частоты излучения газового лазера методом сравнения с радиочастотой. — В сб. «Квантовая электроника», 1971, № 2, с. 40—45 с. ил.
2. Jones D. G. C., Souers M. D., Allen L. Mode selflocking in gas Laser. *J. Phys. (Proc. Phys. Soc.)*, 1969, v. A2, pp. 95—101.
3. Капралов В. П. Применение фотозлектронного умножителя с динамическим преобразованием частоты в системе стабилизации длины волны лазера. — «Тезисы докладов I Всесоюзной конференции по фотометрическим измерениям и их метрологическому обеспечению», ВНИИОФИ, 1974, с. 197.
4. Захаренко Ю. Г., Привалов В. Е. Колебания в разрядном промежутке He-Ne-лазера и их влияние на параметры излучения. — «Оптика и спектроскопия», 1973, т. 35, № 4, с. 750—758 с. ил.
5. Цугулиев А. И., Капралов В. П., Булыгин А. С. Преобразование оптической частоты в радиодиапазон. — В сб. «Использование ОКГ в современной науке и технике», ЛДНТП, вып. 1, 1969, с. 67—74, с. ил.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 535.853—1.17

В. Г. Воробьев, М. А. Круглякова

ГОИ, ВНИИМ

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ РАССЕЯНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ИК-СПЕКТРОФОТОМЕТРАХ

Рассеянное излучение в инфракрасных спектрофотометрах с призмными монохроматорами является одним из основных источников погрешностей при измерениях. В тех случаях, когда доля потока рассеянного излучения в приборе превышает возможные значения случайных составляющих фотометриче-

ской погрешности, для повышения точности измерений необходимо вводить соответствующую поправку. В работе [1] показано, что систематическая составляющая погрешности $\Delta_p T$, обусловленная рассеянным излучением, зависит не только от характеристики рассеянного излучения в приборе, но и от самого образца:

$$\Delta_p T = P(\nu) [K_x - T_{\text{шк}}(\nu)], \quad (1)$$

где $P(\nu)$ — доля потока рассеянного излучения для данного спектрального интервала; K_x — коэффициент ослабления рассеянного излучения измеряемым образцом; $T_{\text{шк}}(\nu)$ — пропускание спектрофотометра по шкале.

Трудность применения формулы (1) заключается в том, что коэффициент K_x для измеряемого образца не известен. В данной работе предлагается методика, позволяющая достаточно просто находить K_x для любого измеряемого образца. Эта методика заключается в следующем:

Таблица 1

Отрезающий фильтр	Толщина, мм	K_Φ	Коротковолновая граница области применения (ν), см^{-1}
KBr	4	1,0	400
NaCl	4	1,0	600
CaF ₂	4	0,99	800
LiF	4	0,95	1200
Кварц	2	0,85	2000
Стекло	4	0,60	2500

1. Производится запись пропускания отрезающих фильтров, данные которых приведены в табл. 1, в области их полного поглощения. Если показания прибора в этой области $T_{\text{шк}}(\nu) \geq 0,01$ (при масштабе шкалы 0—0,1, что достигается путем установки аттенюатора в канале сравнения при соответствующей перестройке режима работы прибора [2]), то значение рассеянного света рассчитывается по формуле:

$$P(\nu) = \frac{T_1(\nu)}{K_\Phi - T_1(\nu)}, \quad (2)$$

где K_Φ — коэффициент ослабления рассеянного излучения данным отрезающим фильтром (см. табл. 1); $T_1(\nu)$ — пропускание в области фильтрации. При этом:

$$T_1(\nu) = \frac{P(\nu) K_\Phi}{1 + P(\nu)} \quad (3)$$

2. Не вынимая отрезающего фильтра из прибора, в измерительный канал вставляют исследуемый образец и определяют пропускание:

$$T_2(\nu) = \frac{P(\nu) K_\Phi K_x}{1 + P(\nu)} \quad (4)$$

3. Находят значение K_x по формуле:

$$K_x = \frac{T_2(\nu)}{T_1(\nu)}. \quad (5)$$

4. Из измерительного канала извлекается отсекающий фильтр, а из канала сравнения attenuator, прибор настраивается на «стандартный» режим [2] и производится запись пропускания образца. Значение спектрального пропускания образца $T(\nu)$ с учетом погрешности от рассеянного света находится по формуле:

$$T(\nu) = T_{\text{шк}}(\nu) + P(\nu) [T_{\text{шк}}(\nu) - K_x], \quad (6)$$

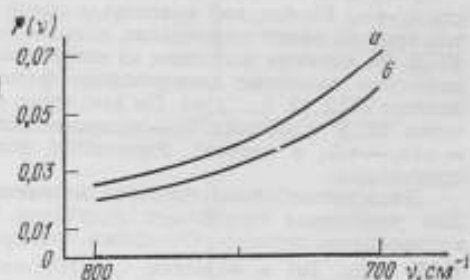
Экспериментальная проверка описанной методики была произведена с помощью прибора ИКС-22. Причем для получения больших величин рассеянного света в целях наглядности в приборе отключалось матированное зеркало. Результаты, полученные при определении $P(\nu)$ с помощью различных отсекающих фильтров, представлены в табл. 2.

Таблица 2

$\nu, \text{см}^{-1}$	$P(\nu)$				$\overline{P(\nu)}$
	CaF ₂	LiF	Кварц	Стекло	
1000	—	0,016	0,015	0,014	0,015
900	—	0,017	0,018	0,019	0,018
800	0,027	0,026	0,026	0,027	0,026
700	0,079	0,076	0,078	0,080	0,078

Примечание. Случайная погрешность измерений $\overline{P} = \pm 0,003$.

В качестве объекта измерения была взята пленка полистирола толщиной 0,03 мм. Зависимость величины K_x от рассеянного света, найденная по предложенной методике, показана на рисунке. Нетрудно видеть, что кривые а и б



Изменение величины рассеянного света в приборе ИКС-22 при введении в измерительный канал исследуемого образца

а — $P(\nu)$, измеренное при использовании отсекающего фильтра из CaF₂; б — $P(\nu)$, измеренное при использовании отсекающего фильтра из CaF₂ совместно с пленкой полистирола толщиной 0,03 мм

отличаются друг от друга в K_x раз. Для данного образца $K_x = 0,81 \pm 0,02$. Значение пропускания полистирола, рассчитанное по формуле (6) для полосы $\nu = 750 \text{ см}^{-1}$ при $T_{\text{шк}}(\nu) = 0,028$; $P(\nu) = 0,036$, $K_x = 0,81$, оказалось равным $T(\nu = 750 \text{ см}^{-1}) = 0,028 + 0,036[0,028 - 0,081] = 0,0015 \pm 0,002$.

Полученные результаты подтверждаются измерениями на приборе PE-180, у которого рассеянный свет пренебрежимо мал. Заметим, что приведенные результаты получены при условии исключения собственного теплового излучения образца по методике, описанной в [3].

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

МЕТОД КОНТРОЛЯ ОТРЕЗАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ В СПЕКТРОФОТОМЕТРАХ

В спектрофотометрах с решетками для подавления высших порядков дифракции (ВПД) используются отрезающие или полосовые фильтры, требования к которым оказываются весьма жесткими [1] и не всегда выполнимы ввиду сложности технологии их изготовления. Кроме того, эти фильтры подвержены старению, в результате чего может возникнуть нежелательное пропускание в области фильтрации, приводящее к появлению погрешностей, иногда весьма значительных. В связи с этим необходима периодическая проверка стабильности спектральных характеристик отрезающих и полосовых фильтров, применяемых в спектральных приборах, особенно в области фильтрации.

Однако прямые измерения спектральных характеристик фильтров связаны со значительными трудностями, так как для их проведения необходимы разборка узла фильтров (при этом возможно их механическое повреждение) и применение второго спектрального прибора, обладающего высокими энергетическими характеристиками.

Более простым представляется косвенный способ контроля отрезающих фильтров, который не только свободен от недостатков, но и позволяет учитывать возможные погрешности, вызываемые ВПД [2]. Сущность метода заключается в следующем.

Наличие в приборе мешающего излучения ВПД* можно легко определить, используя в качестве фильтров пластинки из стекла, кварца, фтористого лития (LiF), флюорита (CaF_2), каменной соли (NaCl) и бромистого калия (KBr). При этом, если дифракционная решетка работает во втором порядке, то требуется дополнительная проверка прибора на мешающее излучение от первого порядка дифракции с помощью соответствующего фильтра.

Например, обнаружено, что прибор имеет мешающее излучение ВПД в области $\nu_1 - \nu_2$. Необходимо выяснить, в какой области спектра отрезающие фильтры прибора имеют пропускание, вызывающее появление мешающего излучения ВПД. Не вынимая пластинок из измерительного канала в тот же пучок лучей помещают полосовые дисперсионные фильтры [3] для последовательного выделения ВПД (2, 3, ..., n). По изменению найденного ранее мешающего излучения ВПД в области $\nu_1 - \nu_2$ устанавливается область спектра $\nu_1' - \nu_2' = n(\nu_1 - \nu_2)$, в которой отрезающий фильтр прибора имеет нежелательное пропускание.

Экспериментальная проверка методики проводилась на приборе ИКС-16. Для увеличения мешающего излучения ВПД в приборе было отключено матированное зеркало. Оказалось, что прибор имеет мешающее излучение ВПД (рис. 1а) в областях $\nu_1 = 1132 \text{ см}^{-1}$, $\nu_2 = 1032 \text{ см}^{-1}$, $\nu_3 = 962 \text{ см}^{-1}$; $\nu_4 = 768 \text{ см}^{-1}$, $\nu_5 = 708 \text{ см}^{-1}$, $\nu_6 = 615 \text{ см}^{-1}$ (при использовании пластинок из кварца, LiF и CaF_2).

Затем с помощью набора дисперсионных фильтров были найдены области $\nu_1' - \nu_6'$ пропускания отрезающих фильтров прибора (рис. 1б). Полученные экспериментальные данные представлены в таблице.

Из таблицы видно, что интерференционные фильтры прибора, работающие в области излучения $1200 - 550 \text{ см}^{-1}$, имеют пропускание в областях фильтрации 3-го и 4-го порядков дифракции. Это подтвердилось записью пропускания в области фильтрации на приборе РЕ-180 (рис. 1в).

* Термин «мешающее излучение ВПД» не совсем точен, однако он часто используется в литературе по аналогии с термином «рассеянное излучение».

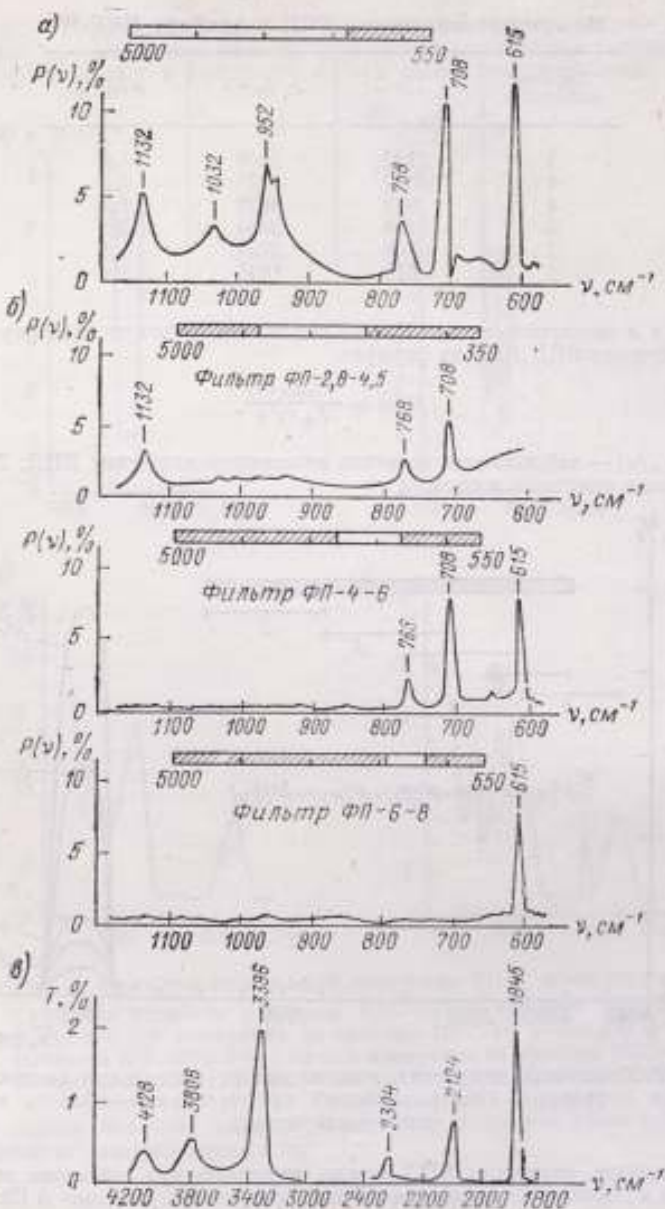


Рис. 1. Спектральные характеристики отсекающих фильтров: а—мешающее излучение, определенное с помощью пластинки из фтористого лития; б—спектральная область пропускания отсекающих фильтров, определенная с помощью пластинки из фтористого лития и дисперсионных фильтров; в—фоновые характеристики отсекающих фильтров прибора ИКС-16, измеренные в приборе РЕ-180

Мешающее излучение ВПД в приборе ИКС-16

Порядок дифракции	ν , см^{-1}	ν' , см^{-1}	$P(\nu)$, %
3	1132	3396	6,0
4	1032	4128	3,2
4	952	3808	6,8
3	768	2304	3,9
3	708	2124	9,5
3	615	1845	9,9

Зная ν и соответствующие ν' , легко подсчитать истинную величину мешающего излучения ВПД $P(\nu)$ по формуле:

$$P(\nu) = \frac{P_{\text{набл}}(\nu')}{T_{\Phi}(\nu')}, \quad (1)$$

где $P_{\text{набл}}(\nu')$ — наблюдаемая величина мешающего излучения ВПД; $T_{\Phi}(\nu')$ — пропускание пластинок в области ν' .

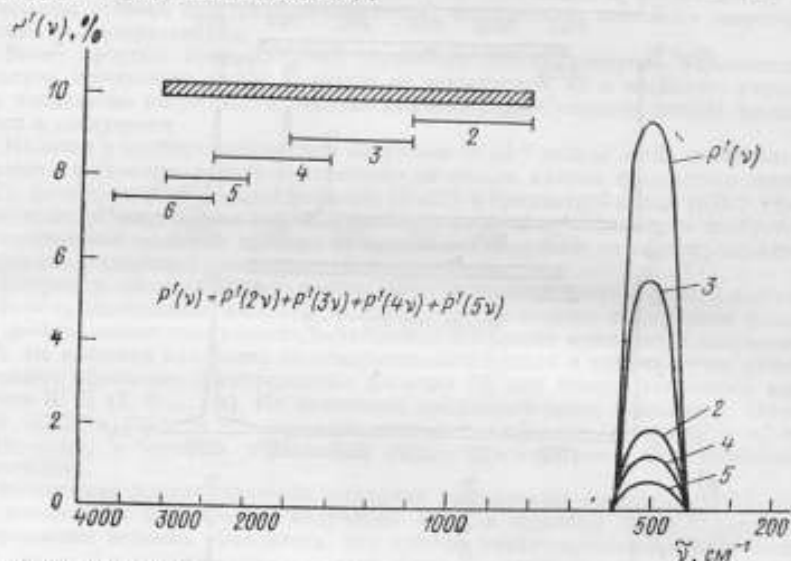


Рис. 2. Мешающее излучение, возникающее от нескольких высших порядков дифракции (заштрихованный прямоугольник — область мешающего излучения)

Мешающее излучение ВПД можно определить при известных значениях $P(\nu)$, ν и ν' , внося в измеренные величины пропускания поправку Δ [2]:

$$\Delta = P(\nu) [T_{\text{шк}}(\nu) - T_{\text{шк}}(\nu')], \quad (2)$$

где $T_{\text{шк}}(\nu)$ и $T_{\text{шк}}(\nu')$ — наблюдаемое пропускание исследуемого образца в областях ν и ν' соответственно.

Тогда величина $T(\nu)$ будет равна

$$T(\nu) = T_{\text{шк}}(\nu) + \Delta. \quad (3)$$

Кроме рассмотренного выше случая возникновения мешающего излучения от одного из высших порядков, на практике встречается более общий случай, когда оно возникает в результате плохой фильтрации нескольких порядков.

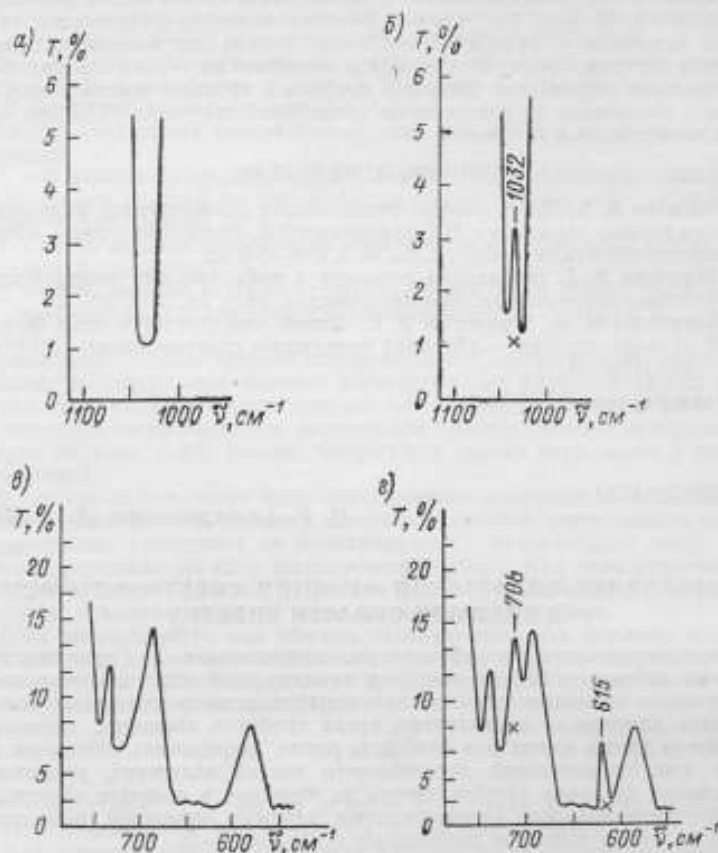


Рис. 3. Примеры мешающего излучения ВПД: а—полоса поглощения метанола у полосы 1040 cm^{-1} (прибор PE-180); б—то же при измерении на приборе ИКС-16; в—спектр фторопласта (PE-180); г—то же при измерении на приборе ИКС-16 (x—значения, полученные путем учета мешающего излучения)

Тогда полная величина паразитной мощности излучения будет равна сумме мощностей от каждого порядка m :

$$P(\nu) = \sum_{m=2}^n P(m\nu). \quad (4)$$

Пример возникновения мешающего излучения в приборе PE-457 приведен на рис. 2, где видно, что полная величина $P(\nu)$ является суммой мешающего излучения от четырех порядков.

В заключение приведем еще два примера мешающего излучения ВПД при записи конкретных спектров. Так, спектр метанола (рис. 3 б) имеет ложную

двойную полосу из-за мешающего излучения ВПД у полосы 1032 см^{-1} , что приводит к неправильной интерпретации спектра. Учет этой погрешности по предложенной методике дает значение $T(\nu)$ (отмеченное на рисунке значком), совпадающее в пределах погрешности эксперимента со значением, полученным на приборе PE-180 (рис. 3 а). На рис. 3 б показан спектр фторопласта, где мешающее излучение у полосы 708 и 615 см^{-1} вносит еще большие искажения.

Таким образом, предложенный метод позволяет не только контролировать характеристики отсекающих фильтров прибора в процессе эксплуатации, но и учитывать возможные погрешности от мешающего излучения ВПД при проведении количественных измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин В. А. Метод расчета спектральных характеристик фильтров для выделения первых порядков в ИК-дифракционных монохроматорах. — «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 5, с. 4—6 с ил.
2. Воробьева В. Г. Мешающая радиация в инфракрасных спектрофотометрах. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 11, с. 10—13.
3. Борисевич Н. А., Верещагин В. Г. Новый тип дисперсионных фильтров для ИК-области спектра. — «Журнал прикладной спектроскопии», 1970, т. 12, № 1, с. 168—172 с ил.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 681.785.423.4

Н. Р. Батарчукова, А. Г. Лапин

ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ СПЕКТРОФОТОМЕТРА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Спектрометры и спектрофотометры, применяемые на производстве и в научных лабораториях для контроля качества продукции или технологического процесса по количественным характеристикам, являются измерительными приборами. Основными параметрами таких приборов являются: погрешность определения длины волны или волнового числа, погрешность измерения абсолютной или относительной интенсивности потока излучения, разрешаемый спектральный интервал. Необходимость их проверки в процессе изготовления и эксплуатации приборов подтверждается данными измерений, выполненных с помощью отечественных и зарубежных приборов [1—4].

Связь между измеренными значениями величины интенсивности, длины волны и спектрального интервала, разрешаемого прибором [5—7], показывает важность определения этого интервала. Знание его величины необходимо как при точных количественных измерениях и учете искажений, вносимых оптической и регистрирующей частями прибора, так и при разработке, изготовлении и отладке новых приборов и выборе параметров регистрации.

В ряде работ [8, 9] указываются причины, вызывающие изменение распределения выходного излучения реальных и идеальных приборов. Связь между наблюдаемым реальным распределением и истинным распределением энергии по спектру выражается, как известно, интегралом свертки:

$$I(\nu') = \int_{-\infty}^{\infty} a(\nu' - \nu) \varphi(\nu) d\nu, \quad (1)$$

где $\varphi(\nu)$ — истинное распределение энергии по спектру; $a(\nu)$ — аппаратная функция (АФ) прибора.

АФ реального прибора с выбранным диспергирующим элементом зависит от дифракции на апертурной диафрагме, конечности ширины щелей [5—15].

абберации оптической системы [16—18], ошибок регистрации [19—22], условий освещения щелей, рассеянного света.

Полуширина и форма АФ зависят от характеристик конкретного прибора, которые можно рассматривать как регулируемые (ширина и высота щелей, скорость развертки по спектру, постоянная времени регистрирующей системы) и нерегулируемые (пропускание оптической системы, дисперсия, геометрический фактор, чувствительность и шум приемников, яркость источников).

Для решения некоторых задач достаточно аппроксимировать форму АФ известными функциями: эри, гауссовой, треугольной и др. Точный же теоретический расчет АФ достаточно сложен.

Экспериментальный способ определения АФ должен удовлетворять ряду требований:

1. АФ должна определяться при условиях, соответствующих нормальному режиму работы прибора (способ освещения щели, ширина щели, область спектра, постоянная времени, шум).

2. Способ должен обеспечивать определение АФ широкого класса приборов разной разрешающей силы.

3. Способ должен быть не слишком трудоемким и обеспечивать возможность определения АФ при контроле изготавливаемых приборов и их эксплуатации.

Экспериментальные способы определения АФ можно условно разделить на два типа: 1) способ, при котором регистрируемый выходной сигнал рассматривают как АФ исследуемого прибора и 2) способ, при котором регистрируемый выходной сигнал является результатом свертки функции пропускания известного образца с АФ (эталон Фабри-Перо, полоса поглощения с известной полушириной).

В первом случае могут быть использованы: излучение специальных ламп с узкими эмиссионными линиями, лазерное излучение, узкие полосы поглощения, излучение, выходящее из монохроматора с разрешающей силой, превышающей разрешающую силу исследуемого прибора. При этом регистрируемая АФ будет зависеть не только от свойств источника излучения и прибора, но и от условий освещения входной щели монохроматора прибора.

Если рассматривать, как обычно, входную щель как источник излучения, то ее свойства можно характеризовать степенью пространственной и временной когерентности [23]. Коэффициент пространственной когерентности освещения щели выражают формулой [24]:

$$q = \frac{x/a}{D/f}, \quad (2)$$

где x — расстояние от источника до щели; a — размер источника; D — диаметр апертурной диафрагмы монохроматора; f — фокус объектива.

Для обычных условий освещения входной щели спектрофотометра апертуры осветителя и монохроматора приблизительно равны и $q = 1$. В работе [12] показано, что когерентность освещения щели является функцией ширины щели. При этом удобно выражать ширину в долях λ по формуле:

$$V_0 = \frac{\pi s D}{2 f \lambda}, \quad (3)$$

где V_0 — ширина щели в долях; s — геометрическая ширина щели; D — размер апертурной диафрагмы монохроматора; f — фокус объектива; λ — длина волны.

В [24] приведены расчеты формы АФ, выполненные из э.в.м. для случаев $q = 0$, $q = \infty$, $q = 1$ для ширины щелей V_0 от 0 до 4 λ . Расчеты проводились на основании теоретических формул, полученных при условии, что форма АФ определяется только конечной шириной щелей. Приведенные в работе расчеты показывают, что ширина щели, при которой ее можно рассматривать освещенной когерентным источником, определяется условиями:

$$s \ll \frac{\lambda}{D} \text{ и } V_0 \ll \frac{\pi}{2}. \quad (4)$$

В работе [25] приводятся данные о форме АФ спектрометров ДФС-12 и ДФС-32, полученные при использовании в качестве источника лампы низкого давления ДРС-600. Контур линии записывался при ширине щелей, близкой к нормальной. Полуширина записанного контура определялась в основном абберрационными искажениями оптической системы. Тонкой структурой линии ртуты 546,1 нм пренебрегали; полученная полуширина контура составила 0,3—0,7 см⁻¹ для разных приборов.

Применение лазеров в качестве источников когерентного излучения требует особенно тщательного учета степени когерентности освещения щели при работе в области нормальной ширины. Для получения истинной АФ необходимо соблюдать два условия: 1) полное заполнение апертуры монохроматора светом ($q = 1$) и 2) нарушение пространственной когерентности излучения лазера так, чтобы фазы колебаний от противоположных сторон щели отличались бы не менее, чем на $\frac{\pi}{4}$.

В работе [26] рассматривается определение АФ ИК-спектрофотометра с помощью лазера и ртутной лампы. Формы полученных АФ сравнивались между собой. Ртутная лампа с помещением перед ней матовым стеклом использовалась как источник некогерентного освещения. В работе приведен ряд экспериментальных кривых, снятых при различной апертуре и различных величинах V . Излучение He—Ne-лазера в одном случае фокусировалось на поверхность шлифованного стеклянного диска. Изображение шероховатой поверхности такого диска проецировалось на щель. При этом форма кривых значительно отличалась от кривых, полученных при тех же апертуре и V_0 с ртутным источником. В другом случае излучение лазера направлялось в интегрирующую сферу, покрытую порошком MgO. Пятнистая структура излучения устранялась при помощи вогнутого зеркала, вращавшегося на оси мотора и размывавшего изображение пучка по поверхности сферы. Полученные для этого случая кривые АФ не зависят от положения пучка на щели и от места падения лазерного пучка на стенку сферы и совпадают с кривыми, полученными от некогерентного источника.

О применении лазеров для определения АФ сообщается в работе [27], в которой находится АФ скоростного спектрометра, и в работе [28], где два лазера применяются в установке, основанной на методе контроля частоты биений для создания на аходе прибора заданного распределения по частотам.

Для экспериментального определения АФ путем регистрации известного входного сигнала (второй способ) часто используется интерферометр Фабри-Перо [29—34]. Способ основан на связи полуширины АФ исследуемого прибора и контраста записанной интерференционной картины. Большим достоинством этого метода является возможность расчета полуширины АФ в любой выбранной точке спектрального диапазона работы прибора. Недостатками способа являются: 1) при расчетах необходима аппроксимация АФ гауссовой или экспоненциальной кривыми, что не всегда дает удовлетворительное приближение и 2) необходим учет параметра искажений функции пропускания интерферометра, которая зависит от отступления отражателей от плоскопараллельности и от способа освещения эталона.

В заключение следует сказать о возможности расчетной оценки АФ на основании законов геометрической оптики. Такая оценка полезна при рассмотрении экспериментальных результатов и особенно на этапе проектирования нового прибора и выбора его принципиальной оптической схемы. Расчет формы АФ выполняется по графическому методу элементарных площадок [35]. Примеры применения этого метода приведены в работах [36, 37].

Во многих случаях достаточно ограничиться знанием лишь полуширины АФ и ее симметричности. В настоящей работе была предпринята попытка определения АФ регистрирующего спектрофотометра типа СФ-8, работающего в области спектра от 200 до 2500 нм и предназначенного для эксплуатации в научно-исследовательских лабораториях. Прибор имеет двойной монохроматор со сменными дифракционными решетками, используемый в качестве основного диспергирующего элемента. Решетки имеют 600 штр/мм, обратная линей-

ная дисперсия монохроматора в видимой области спектра 2,54 нм/мм. Нормальная ширина щелей ($V_0 = \frac{\pi}{2}$) для области спектра 550—600 нм составляет 0,005 мм (относительное отверстие монохроматора 1:8). Минимальная рабочая ширина щелей, определяемая в основном чувствительностью приемно-регистрающей системы и яркостью источников, составляет 0,02—0,04 мм, что соответствует $V_0 = 4-8\lambda$. Предполагалось, что при величине щелей в несколько раз шире нормальной, влияние когерентности освещения входной щели не будет вызывать изменение ее формы в виде появления дополнительных максимумов. Для проверки этого предположения АФ спектрофотометра определялась по записи линии Hg 546,1 нм, излучаемой лампой типа ДРГС-12, которая помещалась в осветитель прибора вместо источника сплошного спектра; при этом было принято $q = 1$. В другом случае при установке лампы на расстоянии 2 м от входной щели обеспечивалось условие $q = 0,01$.

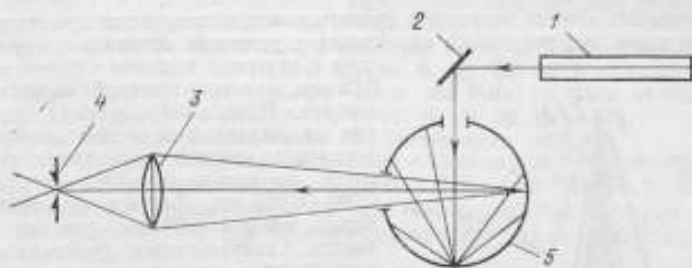


Рис. 1. Схема освещения входной щели

Полученные кривые сравнивались с записями линий излучения других источников. В качестве источников с известной полушириной применяли лампу ЛК-2 с изотопом кадмия 114.

Также регистрировалось двумя способами излучение He—Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм): 1) входная щель освещалась прямым лазерным пучком (когерентное освещение) и условие равенства апертур не соблюдалось ($q = 0$); 2) входная щель освещалась при проектировании на ее плоскость задней стенки интегрирующей сферы, покрытой порошком MgO (некогерентное освещение).

Полуширина кривых аппаратной функции для различных источников

λ , мм	$\Delta\lambda_p$, нм	Hg 546, нм	Cd 467, нм	Cd 480, нм	Cd 508, нм	Лазер со сферой, мм	Лазер без сфер., мм
0,01	0,025	0,062	0,062	0,062	0,062	—	0,064
0,02	0,051	0,072	0,077	0,068	0,072	0,070	0,071
0,03	0,076	0,087	0,083	0,087	0,085	0,078	0,078
0,04	0,102	0,102	0,118	0,104	0,118	0,108	0,104
0,05	0,127	0,146	0,140	0,127	0,140	0,132	0,128
0,06	0,155	0,155	0,162	0,160	0,180	0,158	0,140
0,07	0,177	0,190	0,195	0,192	0,202	0,180	0,174
0,08	0,204	0,218	0,214	0,218	0,220	0,214	0,205
0,09	0,228	0,236	0,227	0,236	0,240	0,226	0,224
0,1	0,254	0,264	0,280	0,258	0,270	0,258	0,258
0,2	0,51	0,54	0,53	0,54	0,58	0,51	0,52
0,4	1,02	1,10	1,08	1,08	1,10	1,12	1,10
0,6	1,55	1,72	1,60	1,67	1,60	1,65	1,60
0,8	2,04	2,28	2,23	2,30	2,24	2,22	2,26

Условие равенства апертур ($q = 1$) достигалось выбором соответствующего объектива. Схема освещения показана на рис. 1. Излучение лазера 1 зеркалом 2 направляется на стенку сферы 5; с помощью объектива 3 задняя стенка сферы проектируется в плоскость входной щели 4. Полуширина кривых АФ, полученных для различных источников, различных условий освещения и ширины щелей, представлена в таблице, в которой s — геометрическая ширина щели в мм, $\Delta\lambda_p$ — расчетная спектральная ширина в нм.

$$\Delta\lambda_p = s \frac{d\lambda}{dl}, \quad (5)$$

где $\frac{d\lambda}{dl}$ — обратная линейная дисперсия монохроматора.

Форма АФ для случая освещения лампой ДРГС-12 различными щелями приведена на рис. 2.

Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что полуширины АФ, регистрируемые при различных источниках и условиях освещения, совпадают друг с другом и, начиная с ширины щели 0,03 мм, равны расчетной спектральной ширине. Небольшие случайные отклонения от расчетной величины вызваны недостаточной точной установкой ширины щели по шкале прибора в пределах 0,002—0,005 мм. Для щелей, ширина которых меньше 0,03 мм, разница вызывается значительным абберационным уширением в геометрическом изображении входной щели (рис. 3).

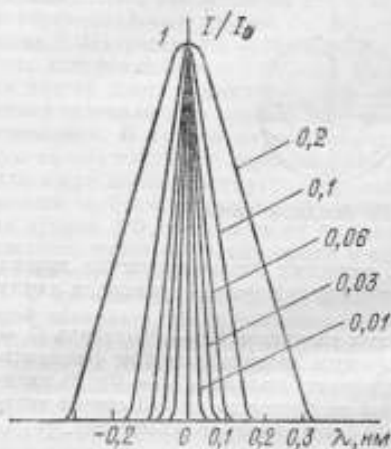


Рис. 2. Форма АФ при освещении лампой ДРГС-12 и различной ширине щелей

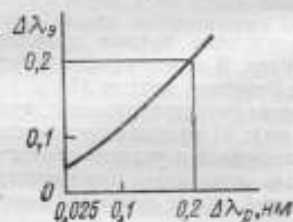


Рис. 3. Геометрическое изображение входной щели

Заключение

Для определения полуширины АФ спектрофотометров с разрешающей силой до 2500 в области спектра около 550 нм и рабочей шириной щелей, в несколько раз превышающей нормальную, можно использовать серийно выпускаемую лампу ДРГС-12, служащую для градуировки шкалы длин волн спектральных приборов. Ее применение обеспечивает быстрый и нетрудоемкий способ определения важного параметра спектрофотометров для ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной области спектра во время эксплуатации, поверки и изготовления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин В. А., Воробьев В. Г. Метрологические проблемы инфракрасной спектрофотометрии. — «Журнал прикладной спектроскопии», 1971, т. 14, вып. 6, с. 1050—1054.

26. Sica Louis. Use of Laser Radiation in the Calibration of Spectrometer Scanning Functions.—JOSA, 1967, v. 57, No. 11, pp. 1366—1372.
27. Гоменюк А. С. Измерение аппаратной функции скоростного спектрометра в ИК-области с помощью газового лазера. — «Известия вузов», сер. Приборостроение, 1969, № 8, с. 80—83 с ил.
28. Девятилов А. П. Определение разрешающей способности спектральных приборов при помощи газовых лазеров. — «Приборы и техника эксперимента», 1973, № 6, с. 143—144.
29. Coats Vincent J., Hausdorf Harry. Interferometric Method of Measuring the Spectral Slit Width of Spectrometers.—JOSA, 1955, v. 45, No. 6, pp. 425—430.
30. Brodersen S. Interferometric Frequency Calibration of Infrared Spectrometers.—JOSA, 1956, v. 46, No. 4, pp. 255—258.
31. Sakai Hajime, Vanasse G. A. Direct Determination of the Transfer Function of an Infrared Spectrometer.—JOSA, 1966, v. 56, No. 3, pp. 357—361.
32. Васильев А. Ф. Измерение полуширины аппаратной функции монохроматора путем анализа спектра пропускания двойного эталона Фабри-Перо. — «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, вып. I, с. 146—151.
33. Колесов Ю. И. Измерение ширины аппаратной функции эшелеттного монохроматора дальнего ИК-диапазона интерференционным методом. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, вып. I, с. 1169—1174.
34. Röseler A. An Interferometric Method for Measuring the Spectral Slit Width of i. r. Spectrophotometers.—Infrared Physics*, 1965, v. 5, pp. 81—91.
35. Пейсахсон И. В., Филиппова Л. Б. Оценка разрешающей способности спектральных приборов на основе расчета их оптических систем. — В сб. «Современные методы расчета и проектирования оптических систем», «Машиностроение», 1970, 162 с. с ил.
36. Пейсахсон И. В., Ефимов В. А. Вычисление аппаратной функции целевого спектрального прибора с фотографической регистрацией при использовании свойства преобразования Фурье. — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 6, с. 29—32.
37. Пейсахсон И. В., Ефимов В. А. Методика вычисления аппаратной функции монохроматора с фотоэлектрическим или тепловым приемником с учетом дифракции на апертурной диафрагме. — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 8, с. 21—25.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 681.785.423.088

А. Б. Нонисиани, В. И. Лагутин,
А. Г. Лапин, Н. С. Москалева

ЛОМО

ОСНОВНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ УВИ-СПЕКТРОФОТОМЕТРОВ

Спектрофотометры для ультрафиолетовой видимой и ИК-области спектра предназначены для измерения коэффициентов пропускания прозрачных веществ в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра от 185 до 2500 нм.

За последнее время резко выросли требования к точности измерений во всем спектральном диапазоне работы УВИ спектрофотометров. В связи с этим появилась необходимость в создании методик по определению величины фотометрической погрешности.

Вся совокупность погрешностей, сопутствующих спектрофотометрическим измерениям, может быть разделена на две группы: систематические погрешности и случайные. Именно случайными погрешностями определяется воспроиз-

водимость и сходимость измерений по шкалам длины волн λ и коэффициента пропускания τ .

Систематические погрешности вызываются следующими причинами:

- 1) погрешностью изготовления элементов кинематической схемы спектрофотометра (шкала λ) — погрешностью установки по шкале длины волн;
- 2) нелинейностью фотометрической шкалы, определяемой нелинейностью ослабителя, неравномерностью потока излучения (для систем с оптической компенсацией) или нелинейностью приемника излучения и последующих элементов системы регистрации (для систем с электрической компенсацией);
- 3) наличием многократных отражений между поверхностями образца и поверхностями элементов схемы в кюветном отделении;
- 4) геометрией потока излучения в кюветном отделении;
- 5) зонной чувствительностью фотокатода приемника излучения;
- 6) неравенством потоков в двухлучевых приборах;
- 7) влиянием образца на степень поляризации потока излучения, поступающего на фотоприемник;
- 8) влиянием конечной ширины щелей монохроматора и aberrаций оптической системы на регистрируемый спектр поглощения (погрешность из-за аппаратной функции монохроматора прибора);
- 9) влиянием штерционных свойств регистрирующей системы на регистрируемый спектр (динамическая погрешность);
- 10) наличием рассеянного света в монохроматоре.

Всю совокупность систематических погрешностей удобно представить двумя суммарными погрешностями, различающимися между собой характером влияния на результаты измерений: погрешностью измерения коэффициентов пропускания нейтральных образцов (ИНО); погрешностью, возникающей дополнительно к погрешности ИНО при регистрации спектров пропускания селективных образцов (ИСО). Погрешность ИНО определяется наличием систематических погрешностей, указанных в пп. 1—7.

Допустимая величина ИНО зависит от класса прибора. Для ИК-спектрофотометров такая классификация известна [1], для УВИ-спектрофотометров один из возможных вариантов классификации предложен в работе [2], хотя сами авторы работы считают этот вопрос дискуссионным. В связи с этим целесообразно рассмотреть и другой вариант, согласно которому все промышленные спектрофотометры можно разделить на три класса (табл. 1).

Таблица 1

Класс	Спектральный интервал, разрешаемый прибором, нм	Погрешность по шкале пропускания, %	Погрешность по шкале длины волн, нм
1	$> 0,2$	$> 0,3$	$> 0,2$
2	$0,2-2$	$0,3-1$	$0,2-1$
3	$< 2,0$	$< 1,0$	$< 1,0$

Предлагаемая классификация позволяет разделить все существующие промышленные спектрофотометры УВИ отечественного и зарубежного производства по классам в соответствии с тремя основными табличными параметрами. Наличие указанного принципа деления приборов позволяет более четко формулировать технические и метрологические требования, предъявляемые к приборам того или иного класса.

Как видно из табл. 1, в пределах каждого класса имеется большой диапазон вариаций нормируемых параметров. Это вызвано тем, что обычно один из параметров спектрофотометров бывает близок к параметрам более высокого класса, в то время как остальные показатели не соответствуют более высокому классу. Для примера в табл. 2 дано распределение по классам небольшой группы современных УВИ-спектрофотометров.

Класс	Марка, форма	Спектральный интервал, нм	Погрешность по шкале пропускания, %	Погрешность по шкале для воли, нм
1	Cary 118 „Cary Instruments“	0,1	0,1	0,2
	Acta V „Beckman“	0,05	0,1	0,1
2	Acta III „Beckman“	0,2	0,3	0,5
	Sp 1700 „Pye Unicam“	0,3—0,5	1,0	0,5
	СФ-16 ЛОМО	0,3—0,5	1	0,1—1,0
	СФ-8 ЛОМО	0,2	1,0	0,1—0,4
3	Uvidec-2 „Jasco“	2,0	0,5	0,5
	Model 55 „Perkin Elmer“	2,0	0,3	1,0

Погрешность ИСО характеризуется искажением формы спектра, вызванным влиянием аппаратной функции монохроматора, которая определяется в первую очередь конечной шириной щели монохроматора, дифракцией на апертурной диафрагме, aberrациями оптической системы [3—5] и инерционными свойствами регистрирующей системы — передаточной функции системы [6, 7].

Безусловно на измеренный коэффициент пропускания образца T , % оказывает существенное влияние точность установки монохроматора по длинам воли.

С целью уменьшения влияния рассматриваемой погрешности на показания в зависимости от класса прибора, на изготовление элементов кинематической цепи накладываются соответствующие требования. Для проверки фактической погрешности установки длин воли в УВИ-спектрофотометрах отечественного производства широко используется спектр излучения ртутно-гелиевой лампы ДРГС-12, у которой положение максимумов линий излучения паспортизировано от 0,1 нм. Таким образом, лампа ДРГС-12 отвечает требованиям, предъявляемым к образцовым средствам измерений 2-го разряда согласно ГОСТ 8.101.73, а сама методика укладывается в общесоюзную поверочную схему.

В настоящее время не существует стандартов на методы и средства проверки фотометрических шкал, поэтому исследования в области метрологии УВИ спектрометров в первую очередь должны быть направлены на создание указанных нормативных документов.

Как показывают результаты исследовательских работ в Национальной физической лаборатории (Англия) [8] и Национальном бюро стандартов (США) [9], наиболее перспективным направлением по оценке погрешности ИНО является создание набора нейтральных светофильтров на кварцевой основе с металлическим покрытием. Начиная с 1965 г. в СССР велись работы по созданию контрольных светофильтров (нейтральных) КС, коэффициент пропускания которых зависит от толщины слоя металла (платины или палладия), нанесенного на кварцевую пластину [10]. Производство наборов таких светофильтров осваивается.

Оценка и учет отдельных составляющих погрешности ИНО и, в первую очередь, оценка нелинейности шкалы и уровня рассеянного света позволят

производить более точную калибровку фотометрической шкалы спектрофотометров.

Погрешность ИСО может привести к существенным искажениям регистрируемого спектра и вывести погрешность измерения за пределы нормируемых параметров для данного класса приборов. Следует отметить, что погрешность ИСО проявляется дополнительно к погрешности ИНО.

Как было указано, погрешность ИСО состоит из трех основных составляющих, определяемых аппаратной функцией монохроматора (АФ), передаточной функцией регистрирующей системы (ПФ) и величиной рассеянного света. Причем каждая составляющая определяется самостоятельно. Рассмотрим учет этих составляющих и методики определения АФ и ПФ.

В работах [11—13] показано влияние рассеянного и паразитного излучения на форму регистрируемой линии (полосы). Для учета составляющей ИСО, определяемой полушириной и формой АФ, применяется ряд способов [14—16], предполагающих либо знание АФ конкретного прибора, либо ее аппроксимацию известными функциями. Теоретический расчет АФ достаточно сложен и не может учесть свойства конкретного прибора и неизбежных погрешностей сборки и юстировки. При экспериментальном определении АФ используются лазеры [17—19], лампы низкого давления [20], интерферометр Фабри-Перо [21, 22]. Для определения составляющей ИСО УВИ-спектрофотометров необходимо знать АФ при рабочих ширинах щелей, равных двум — четырем ширинам нормальной щели. Исследования зависимости АФ от условий освещения входной щели (степени когерентности, заполнения апертуры) для серийно выпускаемого спектрофотометра СФ-8 приведено в работе [23].

Следующая составляющая ИСО — динамическая погрешность регистрирующей системы. Она зависит от скорости сканирования спектра α , полуширины регистрируемого контура Δ спектральной линии (полосы) и параметров регистрирующей системы — ее ПФ. Единственным способом уменьшения рассматриваемой погрешности в промышленных спектрофотометрах является выбор допустимой скорости сканирования. При этом степень искажения контура при регистрации достаточно полно характеризуется тремя параметрами [14]: 1) относительным смещением максимума (в долях полуширины α); 2) относительным изменением максимума интенсивности ΔF ; 3) относительным изменением полуширины (в долях полуширины Δ) Δx .

Обычно исследователей интересует лишь один из параметров, характеризующий искажение контура. Значения указанных параметров α , ΔF и Δx могут быть найдены по известным ПФ системы, скорости сканирования и параметрам регистрируемого контура.

Для основной массы регистрирующих систем, используемых в спектрофотометрах, ПФ в первом приближении не превышает второй порядок [24—25]. Для такой системы с точностью до постоянного множителя ПФ имеет вид [27]:

$$W(p) = \frac{1}{T^2 p^2 + 2T\xi p + 1},$$

где T — период незатухающих колебаний при $\xi = 0$; ξ — коэффициент затухания системы; p — комплексная переменная (по Лапласу).

В работе [27] показано, что оптимальный режим таких систем характеризуется $\xi = 1/\sqrt{2}$. Однако при наличии набора фильтров подавления шумов часто целесообразно воспользоваться системой, характеризуемой $\xi = 1$. При указанных режимах выражения для оценки α , ΔF и Δx принимают простой вид (гауссов контур):

При $\xi = 1$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\beta}{\beta^2 - 1},$$

$$\Delta F = \frac{0,5}{\beta^2 + 1},$$

$$\Delta x = \frac{1}{\pi \cdot 0,64\beta^2}$$

где $\beta = \frac{\xi}{\gamma \omega}$, $\omega = 3,12 \frac{v}{\Delta}$.

$$\text{При } \xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\beta}{2\beta^2 + 1}$$

$$\Delta F = 0,5 \left(1 + \frac{2\beta^2}{\sqrt{4\beta^2 + 1}} \right)$$

$$\Delta x = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\sqrt{1,65\beta^2 + 1}}{1,3\beta^2} - 1 \right)$$

Здесь β — объединенный параметр, отличающийся от аналогичного параметра Бродерсена [6] коэффициентом.

Обычно при выполнении аналитических работ на спектрофотометрах допустимые искажения не превышают 1%. В этом случае $\beta > 2$ и выражения для α , ΔF и Δx значительно упрощаются.

Воспользовавшись выражениями для α , ΔF и Δx , можно решить и обратную задачу — определить допустимую скорость сканирования во время эксперимента по допустимым значениям величин α , ΔF и Δx [28].

Таким образом, если известна п. ф. системы, то можно либо исключить динамическую погрешность выбором скорости, либо учесть ее величину расчетным путем. ПФ системы при этом необходимо определять экспериментально по амплитудно-частотным характеристикам [29] или по переходному процессу.

Следует заметить, что на составляющую общей погрешности ИСО следует обращать не меньшее внимание, чем на погрешность ИНО, хотя обычно в метрологической практике ее оценка опускается.

При определении погрешностей ИНО и ИСО важно также обратить внимание на создание единых методик аттестации нейтральных фильтров и экспериментального определения АФ и ПФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин В. А., Воробьев В. Г. Метрологические проблемы инфракрасной спектрометрии. — «Журнал прикладной спектрофотометрии», 1971, т. 14, вып. 6, с. 1050—1054.
2. Батарчукова Н. Р., Галкина В. Н. Проверка спектрофотометров с диапазоном длин волн 0,180—2,5 мкм. — «Измерительная техника», 1975, № 3, с. 41—43 с ил.
3. Петраш Г. Г. О выборе скорости сканирования, оптимальной постоянной времени и ширины щелей при спектрометрических измерениях. — «Оптика и спектрометрия», 1969, т. 6, вып. 6, с. 791—797 с ил.
4. Saksena B. D. Resolving power of infrared Spectrometers. — *Infrared Physics*, 1969, v. 9, pp. 11—19.
5. Пейсахсон И. В. Влияние aberrаций оптической системы монохроматора на его разрешающую силу. — «Оптика и спектрометрия», 1958, т. 4, вып. 6, с. 670—677.
6. Лагутин В. И. Влияние режимов работы регистрирующих систем на искажение контура спектральной линии. — «Журнал прикладной спектрометрии», 1972, т. 16, вып. 1, с. 25—32 с ил.
7. Лагутин В. И. Динамические искажения дисперсионного контура спектральной линии (полосы), вызванные регистрирующей системой первого порядка. — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 11, с. 10—12 с ил.

8. Clarks F. J. J. High accuracy spectrophotometry at the National Physical Laboratory.—*J. Res. Nat. Bur. Stand. A. Physics and chemistry*, 1972, v. 76A, No. 5, pp. 375—403.

9. Mavrodineanu R. An accurate Spectrophotometer for Measuring the transmittance of solid and liquid Materials.—*J. Res. Nat. Bur. Stand. A Physics and Chemistry*, 1972, v. 76A, No. 5, pp. 405—425.

10. Дудина К. А. Градуировка фотометрической шкалы промышленных спектрофотометров. Исследования в области оптических и световых измерений. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 144 (204), 1973, с. 63—68 с ил.

11. Tentative Method of Estimating Stray Radiant Energy.—ASTM, E, 1969.

12. Cook R. B. Effects of Stray Light in Spectroscopy.—*J. of Chem. Educ.*, 1972, v. 49, No. 6, pp. 405—408.

13. Miranda C., Conte P. Stray Light in Absorption Spectrophotometry, p. III.—*Applied Spectr.*, 1971, v. 25, No. 5, pp. 557—563.

14. Петраш Г. Г., Раутман С. Г. Учет аппаратных искажений и характеристики инфракрасных спектрометров. — «Инженерно-физический журнал», 1958, т. 7, № 7, с. 61—72.

15. Раутман С. Г. Реальные спектральные приборы. — «Успехи физических наук», 1958, т. 66, с. 475—532 с ил.

16. Дмитриевский О. Д., Никитин В. А. О некоторых вопросах взаимосвязи параметров регистрирующих спектрометров, ч. 2. — «Оптико-механическая промышленность», 1958, № 2, с. 26—30.

17. Sica Louis. Use of Laser Radiation in the Calibration of Spectrometer Scanning Functions.—*JOSA*, 1967, v. 57, No. 11, pp. 1366—1372.

18. Гоменюк А. С. Измерение аппаратной функции скоростного спектрометра в ИК-области с помощью газового лазера. — «Известия вузов», сер. Приборостроение, 1969, № 8, с. 80—83.

19. Десятников А. П. Определение разрешающей способности спектральных приборов при помощи газовых лазеров. — «Приборы и техника эксперимента», 1973, № 6, с. 143—144.

20. Парицкая Г. Г., Фальк Т. К. Исследование качества изображения спектрометров ДФС-12 и ДФС-32. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 11, с. 20—23.

21. Колесов Ю. И. Измерение ширины аппаратной функции змеевального монохроматора дальнего ИК-диапазона интерференционным методом. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, вып. 1, с. 1169—1174 с ил.

22. Васильев А. Ф. Измерение полуширины аппаратной функции монохроматора путем анализа спектра пропускания двойного эталона Фабри-Перо. — «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, вып. 1, с. 146—151.

23. Stewart J. E. Distortion of Infrared Spectra by Noise Filters.—*Infrared Physics*, 1967, v. 7, No. 2, pp. 77—92.

24. Minami S. Analysis of Errors in Infrared Spectrometer.—*J. Spectroscop. Soc. Japan*, 1968, v. 17, No. 4, pp. 151—159.

25. Гонштейн Н. М. Способ исключения инерционных искажений в инфракрасных спектрометрах. — «Оптико-механическая промышленность», 1968, № 10, с. 72—74 с ил.

26. Пугачев В. С. Основы автоматического управления. М., «Наука», 1968, 300 с. с ил.

27. Лагутин В. И. Сравнительная оценка регистрирующих систем спектрофотометров. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 8, с. 6—10.

28. Brodersen S. Effects of Noise Filters in Recording Spectrometers.—*JOSA*, 1953, v. 43, No. 12, pp. 216—220.

29. Вавилов А. А., Солодовников А. И. Экспериментальное определение частотных характеристик автоматических систем. М. — Л., Гостехиздат, 1963, 256 с. с ил.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТЕКЛЯННЫХ СВЕТОФИЛЬТРОВ

Нейтральные стеклянные светофильтры находят широкое применение в фотометрической практике как ослабители светового потока и как средства проверки фотометрических приборов и установок. В частности, для проверки различных типов фотометров, колориметров и спектрофотометров, работающих в видимой области спектра и имеющих погрешность измерения $\pm 0,005$ по пропусканию, используются образцовые светофильтры, аттестованные с погрешностью $\pm (0,001 \div 0,002)$.

Аттестация таких светофильтров по спектральным коэффициентам пропускания производится на спектрофотометрической установке, а по общим коэффициентам пропускания на фотометрической установке. В связи с этим представляло интерес произвести сравнение фотометрической и спектрофотометрической установок путем сопоставления полученных на этих установках значений общих коэффициентов пропускания нейтральных светофильтров.

Для сравнений использовался набор образцовых светофильтров, состоящий из светофильтра из оптического стекла марки К8 и пяти светофильтров из нейтрального стекла марки ИС8. Светофильтры представляют собой полированные плоскопараллельные квадратные пластинки со стороной квадрата 40 мм и толщиной от 1 до 5,8 мм. Отклонение от плоскости полированных поверхностей пластинок составляет не более пяти интерференционных полос. Отклонения от плоскопараллельности не более 1'. Светофильтры изготовлены из стекла категории 2 по бесцветности*, двойному лучепреломлению и спектральным характеристикам и категории 4Б по пузырности. Качество стекол и качество изготовления светофильтров обеспечивало их однородность по коэффициенту пропускания в любой точке светофильтра с погрешностью не более $3 \cdot 10^{-4}$. Номинальные значения коэффициентов пропускания фильтров составили 0,9; 0,5; 0,2; 0,08; 0,04; 0,02. Перед измерениями светофильтры тщательно промывались сначала водой и детским мылом, а затем смесью спирта с эфиром и протирались батиновой салфеткой. Ворсинки и пыль удалялись обезжиренной белой ваткой.

Фотометрическая установка выполнена по однолучевой схеме и состоит из источника света, осветительной системы, фотометрического шара и приемно-регистрирующей системы. В качестве источника света используется лампа накаливания с цветовой температурой 2856 К. Осветительная система обеспечивает параллельный пучок лучей и дает равномерно освещенное поле диаметром 20 мм вблизи входного окна фотометрического шара.

Приемником является висмута-цезиевый фотоэлемент с усилителем постоянного тока. Перед приемной поверхностью фотоэлемента установлен корригирующий светофильтр и матовая пластинка из молочного стекла МС13.

Измеряемый образец устанавливался перед входным отверстием шара в специальном держателе, с помощью которого образец можно устанавливать под различными углами к падающему пучку лучей. При установке перпендикулярно падающему пучку лучей между поверхностями образца и объектива осветительной системы возникают многократные отражения, которые искажают результаты измерения. Для исключения их влияния измерения прошедшего через образец светового потока выполнялись при нескольких значениях углов поворота образца от 13 до 25°. При этих значениях углов отраженный от образца поток не попадает на поверхность объектива осветительной системы.

Значение коэффициента пропускания, соответствующее нормальному падению света на образец, определялось графически. На графике наносились значения коэффициентов пропускания в зависимости от угла поворота образца

* ГОСТ 3514—67. Стекло оптическое бесцветное.

и полученная кривая экстраполировалась до значения угла поворота, равного 0°. Полученные таким образом значения соответствуют общему коэффициенту пропускания центральной части светофильтра диаметром 20 мм.

Погрешность измерения общих коэффициентов пропускания на фотометрической установке, характеризуемая оценкой среднего квадратического отклонения результата измерений, составляет $\pm 0,001$ (абс.) для диапазона коэффициентов пропускания от 1 до 0,1 и $\pm 0,0005$ для диапазона от 0,1 до 0,005.

На спектрофотометрической установке определялись спектральные коэффициенты пропускания светофильтров в диапазоне от 400 до 750 нм с интервалом 10 нм.

На основании полученных данных с учетом спектральной чувствительности глаза и спектрального распределения энергии излучения источника с цветовой температурой 2856 К вычислялись общие коэффициенты пропускания*.

Спектрофотометрическая установка выполнена по двухлучевой схеме с механической модуляцией световых потоков. Оптическая часть установки состоит из осветителя с лампой накаливания и двойного стеклянного призмного монохроматора, фотометрическая — из фотометра подкритованного типа, приемноусилительного и отсчетного устройств. Приемником служит мультищелочной фотоэлемент, установленный за выходным окном фотометрического шара. В выходном окне шара укреплена матовая пластинка из молочного стекла МС12.

Принцип действия установки основан на нулевом методе. Световые потоки, проходящие через измерительный канал и канал сравнения, уравниваются поворотом подкритической призмы — анализатора. Коэффициент пропускания светофильтра определяется по углу поворота призмы на основании зависимости $\tau = \text{tg}^2 \alpha$. Угол поворота призмы измеряется с помощью прецизионного лимба и отсчетных микроскопов.

Измеряемый образец устанавливался перед входным отверстием фотометрического шара таким образом, что центр светового пучка сечением 7×15 мм находился на расстоянии 7 мм от центра светофильтра и угол падения лучей на светофильтр составлял около 2°. При таком угле исключаются многократные отражения между поверхностью светофильтра и поверхностью линзы фотометра, а значение коэффициента пропускания отличается от значения, соответствующего нормальному падению лучей на образец не более, чем на 0,0002.

Значения общих коэффициентов пропускания нейтральных светофильтров

Номер светофильтра	Марка стекла	Толщина, мм	Коэффициент пропускания при измерении	
			на фотометрической установке	на спектрофотометрической установке
3-1-61	K8	2,0	0,518	0,518
3-3-61	HC8	1,0	0,453	0,461
3-4-61	HC8	2,6	0,193	0,193
3-5-61	HC8	4,0	0,0730	0,0731
3-6-61	HC8	4,9	0,0380	0,0380
2-6-61	HC8	5,8	0,0245	0,0248

Погрешность измерения спектральных коэффициентов пропускания на спектрофотометрической установке, характеризуемая оценкой среднего квадратического отклонения результата измерений составляет $\pm 0,001$ (абс.) для диапазона от 1 до 0,1 и 0,0005 для диапазона от 0,1 до 0,005.

Значения общих коэффициентов пропускания, полученные на фотометрической и спектрофотометрической установках, приведены в таблице.

* Гуревич М. М. Цвет и его измерение. М. — Л. Изд-во АН СССР, 1950, 208 с. с ил.

Для каждой из установок в таблице указаны средние значения общих коэффициентов пропускания из трех серий измерений. Временной интервал между сериями измерений составляет два месяца, а между измерениями на сличаемых установках внутри каждой серии 10 дней.

Как видно из таблицы, значения общих коэффициентов пропускания, полученные на фотометрической установке, согласуются в пределах погрешности измерения $\pm 0,002$ со значениями, полученными на спектрофотометрической установке.

Проведенное исследование показало, что нейтральные стеклянные светофильтры, изготовленные в соответствии с указанными выше требованиями, могут применяться для сличения фотометрических установок с погрешностью измерения $\pm (0,001 + 0,002)$.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 535.231.1.082.096

С. Р. Осмоловский, В. А. Чистяков

ВНИИМ

ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ РИИС-1

Измерение излучательной способности твердых тел при температурах, близких к комнатным, представляет большой научный и практический интерес, в частности, для инфракрасной пирометрии при измерении температуры слабонагретых или охлажденных объектов. Выпускаемый промышленностью для этих целей прибор ТИС обладает значительными методическими погрешностями и измеряет только интегральную излучательную способность объектов.

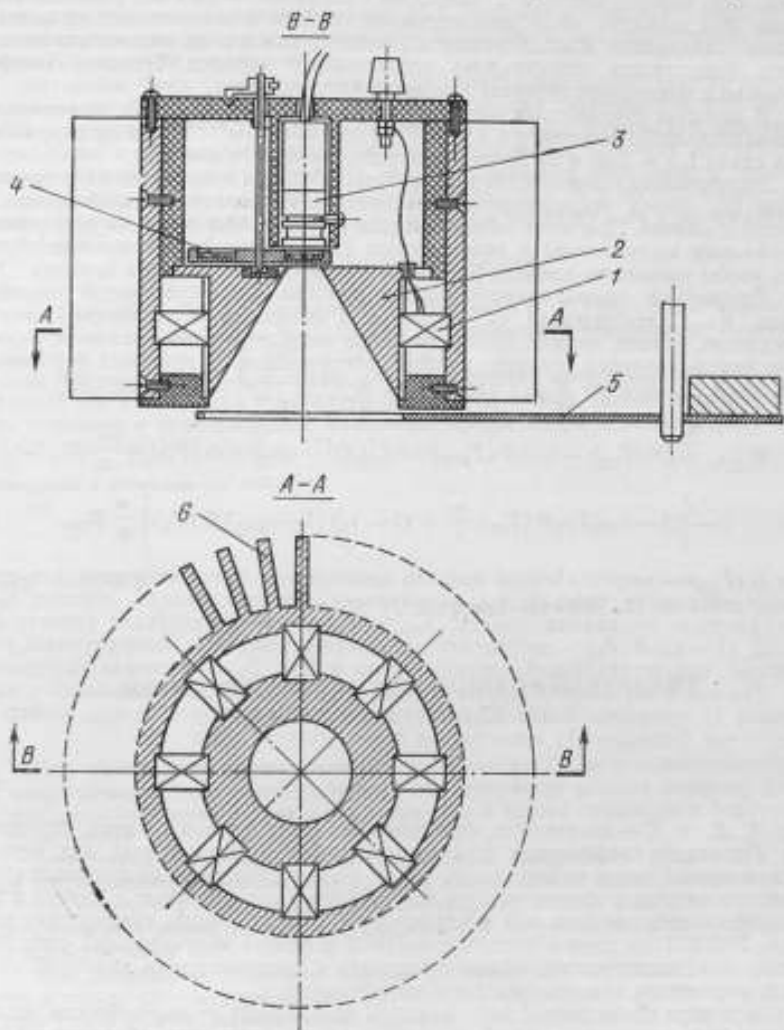
С помощью прибора, описанного в [1], измеряют не только интегральную излучательную способность, но и излучательную способность в определенных спектральных диапазонах с помощью фильтров инфракрасного излучения.

Прибор состоит из приемника излучения (болметра БСГ-2), встроенного в массивный медный блок с коническим основанием, охлаждаемый проточной водой от водопровода или термостатируемый от термостата. Медный блок помещается в герметизированную камеру с окном из кристалла КРС-5, перед которым устанавливается зеркальный модулятор. Фильтры инфракрасного излучения (если их применение необходимо) помещаются в медный блок перед приемником излучения. При измерениях перед входным окном прибора устанавливаются стандартные и исследуемые образцы, находящиеся при температуре окружающей среды.

Прибор имеет ряд недостатков. Для смены фильтров прибор приходится разбирать и вынимать приемник излучения. Другим неудобством является необходимость в термостате или водопроводе для получения охлаждающей жидкости. Наличие окна приводит к погрешностям, связанным с нелинейностью показаний прибора. Большой рабочий угол прибора (110°) вносит неопределенность при измерении нормальной излучательной способности образцов, излучение которых не подчиняется закону Ламберта.

Разработанный радиационный измеритель излучательной способности РИИС-1 свободен от указанных недостатков. Прибор состоит из измерительной головки и плиты со стандартными и исследуемыми образцами. Принципиальная схема измерительной головки представлена на рис. 1. Основным элементом ее является массивный цилиндрический медный блок 2, имеющий в центральной части коническое отверстие для прохождения излучения с углом при вершине конуса 60° . Стенки конуса покрыты черной матовой эмалью АК-512 и, таким образом, конус представляет собой модель абсолютно черного тела с двумя отверстиями. Отверстие в основании конуса имеет диаметр 50 мм,

а в вершине — 5 мм. Медный блок охлаждается с помощью восьми полупроводниковых термобатарей 1 типа ТБМ-2 до температуры на 6—8°C ниже окружающей. Приемник излучения 3 типа БСГ-2 установлен перед медным блоком против конического отверстия. Между приемником излучения и медным блоком установлен диск 4 с набором фильтров ИК-излучения, смена которых про-



Принципиальная схема измерительной головки

изводится с помощью переключателя, установленного в верхней части измерительной головки.

Такая конструкция прибора позволяет быстро производить смену фильтров. Так как приемник имеет температуру, близкую к окружающей, отпадает необходимость в герметизации всего устройства для исключения запотевания приемника [1]. Поэтому в приборе РИИС-1 отсутствует входное окно, а зер-

кальный модулятор *Б* установлен непосредственно за основанием конуса. Воздушный радиатор *б* предназначен для отвода тепла от горячих сплав термобатарей.

Массивная медная плита с восемью стандартными и исследуемыми образцами располагается в металлическом корпусе и может поворачиваться вокруг своей оси внутри корпуса с помощью специального ролика. При повороте плиты под входное окно измерительной головки подставляются последовательно стандартные и исследуемые образцы. В каждом из восьми положений плита фиксируется относительно неподвижного корпуса. Тепловой контакт образцов с плитой обеспечивает равенство их температур.

В качестве стандартных образцов используются образцы: 1) из кернового и анодированного алюминия с $\epsilon = 0,93$, 2) шлифованный образец из нержавеющей стали с $\epsilon = 0,45$ и 3) алюминированное зеркало с $\epsilon = 0,02$.

Излучательная способность стандартных образцов измерялась на установке Э-300 [2]. Перед исследованиями измерительную головку устанавливали на корпус с плитой. При этом обеспечивается минимальный зазор (1 мм) между зеркальным модулятором и поверхностью стандартных и исследуемых образцов, чтобы уменьшить влияние фона и повысить чувствительность прибора.

Рассмотрим теперь принцип работы прибора. Результирующий тепловой поток $W_{рез}$, попадающий на приемник и вызывающий переменный сигнал с частотой, равной частоте вращения диска модулятора, определяется разностью результирующих тепловых потоков, поступающих на приемник при открытии $W_{рез1}$ и закрытии $W_{рез2}$ входного отверстия прибора диском модулятора. При этом

$$W_{рез1} \approx [B(T_{пр}) - \epsilon_{обр} B(T_{обр}) - \epsilon_{обр}(1 - \epsilon_{обр}) \rho_k B(T_{обр})] \frac{\omega}{\pi} S_{пр} - \\ - \left[(1 - \epsilon_{обр}) \rho_k B(T_{пр}) \frac{\omega}{\pi} + (1 - \rho_k)(1 - \epsilon_{обр}) B(T_k) \right] \frac{\omega}{\pi} S_{пр}, \quad (1)$$

где $B(T_{пр})$ — энергетическая яркость приемника в предположении, что приемник абсолютно черный; $\epsilon_{обр}$ — излучательная способность образца; ρ_k — коэффициент отражения конуса; $\epsilon_{обр} B(T_{обр})$ — энергетическая яркость образца; $(1 - \rho_k) B(T_k)$ — энергетическая яркость конуса; ω — апертурный угол прибора, соответствующий плоскому углу в 60° ; $S_{пр}$ — площадь приемника.

Так как в значении $W_{рез1}$ не входит $\epsilon_{обр}$, а сигнал, поступающий с приемника U , пропорционален $W_{рез2}$, то зависимость между U и $\epsilon_{обр}$ можно на основании формулы (1) представить в следующем виде:

$$U = A\epsilon_{обр}^2 + B\epsilon_{обр} + C, \quad (2)$$

где A , B , и C — постоянные, определяемые градуировкой по трем образцам.

Поскольку коэффициент отражения конического черного тела мал, первый член в правой части уравнения (2) также мал по сравнению со вторым и связь между сигналом с приемника U и излучательной способностью ϵ близка к линейной. Поэтому можно, как и для прибора ТИС, проводить градуировку прибора РИИС-1 по двум образцам с высокой и низкой излучательной способностью, а ϵ исследуемого образца находить в предположении линейной связи между сигналом U и излучательной способностью ϵ .

Для того чтобы полностью исключить погрешность от нелинейности, можно предложить следующий способ градуировки прибора по трем образцам с высокой, низкой и средней излучательной способностью. Если значение ϵ исследуемого образца лежит в пределах от 0,02 до 0,45, то градуировку прибора проводят по двум образцам с $\epsilon = 0,02$ и $\epsilon = 0,45$ а значение ϵ исследуемого образца находят в предположении линейной зависимости сигнала с приемника излучения U от ϵ образца в том же диапазоне значений ϵ . Если для исследуемого образца $\epsilon > 0,45$, то его значение находят аналогичным образом, но градуировку проводят по образцам с $\epsilon = 0,45$ и $\epsilon = 0,93$. Как видно из формулы (1), чувствительность прибора к излучательной способности при малых ρ_k за-

висит от разности яркостей образца и конуса или, в конечном итоге, от разности их температур и практически не зависит от разности температур между образцом и приемником.

Электроннорегистрирующая аппаратура прибора состоит из предварительного усилителя, усилителя В6-4 и цифрового вольтметра. При градуировке прибора по двум или трем стандартным образцам описанным выше способом начало шкалы устанавливается ручкой «установка нуля» цифрового вольтметра, а конец шкалы — изменением усиления В6-4. Индикатор цифрового вольтметра в этом случае показывает при измерениях непосредственно излучательную способность исследуемого образца.

Авторами были проведены измерения интегральных нормальных излучательных способностей ряда образцов и излучательных способностей этих образцов в спектральных диапазонах 8—14 мкм и 2—14 мкм. Результаты измерений нормальных интегральных излучательных способностей образцов согласуются с полученными ранее на установке Э—300. Случайная погрешность прибора в разных диапазонах значений ϵ меняется в пределах от 1 до 3%. Суммарная относительная погрешность прибора в диапазоне значений ϵ от 1 до 0,1 составляет 5—10%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калугин Г. П., Осмоловский С. Р., Чистяков В. А. Прибор для измерения излучательной способности твердых тел при комнатной температуре. — «Измерительная техника», 1970, № 9, с. 57—59 с ил.

2. Чистяков В. А. Установка для определения коэффициентов излучения твердых тел в диапазоне температур 300—500°К. — В сб. Исследования в области тепловых и температурных измерений. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), 1969, с. 171—178 с ил.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 551.508.2

В. Е. Карташевская, Л. Ф. Литвинова
ВНИИМ

МЕТОД УСТАНОВКИ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВЕТОМЕРНОЙ СКАМЬЕ

При измерениях энергетической освещенности E_e и чувствительности S_e к энергетической освещенности приемников излучения важное значение имеют правильная установка источника и приемника и точное определение расстояния l между ними.

Тело накала источника света и приемная поверхность радиометра (или его ограничительная диафрагма) должны находиться на одной оптической оси и располагаться в плоскостях, перпендикулярных к этой оси. Для получения пренебрежимо малой косинусной погрешности погрешность установки должна быть не свыше $\pm 1^\circ$.

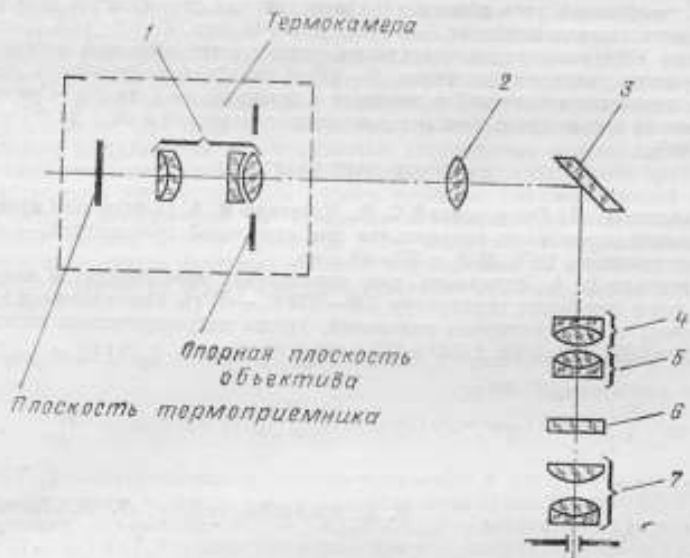
При раздельной установке каждой из указанных плоскостей по отношению к шкале светомерной скамьи погрешность определения расстояния между ними равна сумме погрешностей отсчетов. Для значения E_e суммарная погрешность должна быть удвоена соответственно квадратичной зависимости освещенности от расстояния. Отсюда вытекает, что для снижения этой погрешности до 0,1% (что можно считать вполне удовлетворительным для большинства энергетических измерений) погрешность установки каждой из указанных плоскостей должна не превышать 0,25 мм при $l=1$ м.

Установка рабочих плоскостей на светомерной скамье обычно осуществляется с помощью отвесов или визиров, предварительно отъюстированных в нуж-

ном положении. Для отсчета делений по шкале скамьи должны применяться конусные указатели.

При введении в плоскость визиров тела накала электрической лампы накаливания точность установки ограничивается обычно точностью монтажа отдельных отрезков нити или спирали. Среднее квадратическое отклонение среднего отсчета в этом случае составит 0,1—0,2 мм.

Точная установка термодатчиков затруднена по следующим причинам: малые размеры приемной площадки не позволяют точно определить угол поворота; приемная поверхность, как и ограничительная диафрагма, закрыты от прямого наблюдения оправой радиометра; в защитной термостатирующей камере [1—3] от прямого наблюдения скрыта и оправка приемника и т. д.



Оптическая схема измерителя расстояния 1

В этих условиях погрешность установки может привести к весьма значительным ошибкам в измерениях E_s и S_s .

Для устранения ошибок и повышения точности указанных измерений лабораторией ВНИИМ разработаны метод и устройства для установки приемника в нужное положение.

Оптическая схема основного установочного устройства представлена на рисунке. Изображение предмета создается в плоскости сетки 6 с помощью объектива 1, коллектива 2 и конденсора 4 и 5. Зеркало 3 служит для поворота лучей (перпендикулярно оптической оси) и удобства наблюдения. Изображение рассматривают через окуляр 7. Г-образная трубка, заключающая перечисленные детали, закреплена в держателе. Последний может перемещаться по отношению к каретке, располагающейся на световой скамье, в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Перемещение держателя осуществляется с помощью микрометрических винтов (с ценой деления 0,005 мм) по высоте в пределах 100 мм и перпендикулярно оптической оси скамьи в пределах ± 20 мм. Перемещения держателя позволяют устанавливать входную часть трубы на оптической оси скамьи и получать изображение крайних по высоте и по горизонтали точек наблюдаемого предмета. Перемещение трубы вдоль оптической оси в пределах 10 мм и одновременное перемещение по скамье каретки, несущей держатель с трубой, обеспечивают получение резкого изобра-

жения. Глубина резкости примененной оптической системы составляет около 0,01 мм.

Вспомогательным приспособлением служит стеклянная или металлическая пластинка — мира с гравированными на ней концентрическими кругами (диаметром 10, 15, 20, 30 и 40 мм). Мира закрепляется в отдельной каретке и устанавливается в плоскости, перпендикулярной оптической оси скамьи, на определенном делении ее шкалы. Погрешность установки мира должна не превышать $\pm 0,1$ мм.

С помощью мира поочередным наведением зрительной трубы на разные точки концентрических кругов проверяют и юстируют расположение на скамье установочного устройства. После чего мира снимается, а на ее место, в эту же плоскость, путем наведения на резкость изображения вводятся края ограничительной диафрагмы устанавливаемого приемника излучения.

Наведение на фокус различных точек диафрагмы осуществляется поворотом и наклоном приемника (вместе с термостатирующей камерой, если она применена) в горизонтальной и в вертикальной плоскостях и изменением расстояния между приемником и установочным устройством.

Малые изменения расстояния (в пределах ± 5 мм) достигаются смещением трубы установочного устройства с помощью осевого микрометрического винта; при этом погрешность отсчета по шкале барабана составляет 1—2 деления.

При необходимости больших изменений расстояния предпочтительно, когда это возможно, смещать вдоль скамьи сам приемник, оставляя неизменным положение каретки и микрометрических винтов установочного устройства. В этом случае, как и в предыдущем, плоскость приемника вводится в плоскость расположения мира без дополнительных погрешностей от каких-либо промежуточных перестановок.

Применение теплозащитной камеры значительной глубины приводит к необходимости перемещать по скамье не приемник с камерой, а каретку установочного устройства, что требует промежуточного определения разности отсчетов двух нониусных указателей (у кареток с мирой и с установочным устройством) и, соответственно, несколько снижает точность измерения расстояния между приемником и источником излучения.

При поочередной установке приемников, у которых положение ограничительных диафрагм различно, для каждой из них получают резкое изображение краев путем перемещения установочного устройства с помощью осевого микрометрического винта. Сходимость измерений для группы приемников была проверена при отъюстированном по резкости изображения и жестко закрепленном установочном устройстве. Среднее квадратическое отклонение среднего из 10 групп отсчетов составило около $(5-10) \cdot 10^{-3}$ мм. Таким образом, разработанное устройство и метод обеспечивают расположение приемников в одной и той же плоскости с высокой точностью, что существенно снижает погрешность их взаимных относительных сличений [4, 5].

Что касается погрешности абсолютных определений положения термоприемников относительно шкалы скамьи, то она, с учетом погрешности установки мира, для различных случаев наведения на фокус лежит в следующих пределах: при перемещении трубки установочного устройства микрометрическим винтом 0,1—0,15 мм; при перемещении приемника по скамье и микрометрическом смещении установочного устройства 0,15—0,2 мм; при перемещении каретки установочного устройства и микрометрическом смещении его трубки 0,3 мм.

Для уточнения этих значений требуются дополнительные испытания установочного устройства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каргашевская В. Е., Литвинова Л. Ф. Новые термостолбик с большой приемной поверхностью. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 114 (174), 1970, с. 116—123.

2. Карташевская В. Е., Литвинова Л. Ф. Абсолютные термоэлектрические приемники лучистой мощности. — Труды Главной геофизической обсерватории, вып. 295, 1973, с. 160—170 с ил.

3. Литвинова Л. Ф. Боллометры для абсолютных измерений потока излучения. — Труды Главной геофизической обсерватории, вып. 295, 1973, с. 179—183.

4. Калинин Ю. А., Карташевская В. Е., Литвинова Л. Ф. и др. Сличение образцовых приборов метрологических институтов по измерениям энергетической освещенности. — В сб. «Импульсная фотометрия», вып. 3, Л., «Машиностроение», 1973, с. 14—22.

5. Карташевская В. Е., Литвинова Л. Ф., Покровская И. А. и др. Сличение образцовых приборов для измерения энергетической освещенности, применяющихся во ВНИИМ и ГГО. — Труды Главной геофизической обсерватории, вып. 317, 1973, с. 127—132.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 551.463.5.08 : 535.241.44/642

Т. Е. Вылегжанина, Г. А. Масляков

ВНИИМ

ФОТОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ

Изучению оптических характеристик вод океанов и морей в последнее время уделяется большое внимание. Исследования оптических свойств воды важны не только при решении таких практических задач, как подводное наблюдение, фотографирование и телевидение, лов рыбы на свет и др., но и при изучении многих вопросов физической океанографии, гидробиологии, геологии моря и других областей мореведения.

Измерения оптических свойств среды могут производиться двумя способами: путем исследования проб воды в лабораторных условиях и непосредственных измерений в море (*in situ*) при помощи погружаемых приборов. Предпочтительнее пользоваться вторым из указанных методов, так как в процессе извлечения и хранения пробы воды, в особенности с большой глубины, происходит существенное изменение физических условий (температуры, давления, освещенности). Кроме того, метод проб не позволяет получать сведения о реальном непрерывном распределении оптических свойств среды в пространстве и во времени, поскольку забор проб может производиться только в отдельных точках на ограниченном числе горизонтов. Измерения с помощью погружаемых приборов лишены этих недостатков.

В последнее время в связи с разработкой новых технических средств в океанографической практике отдается предпочтение методам непосредственных измерений в море.

Измерения характеристик естественного светового поля могут производиться только путем непосредственных измерений в море.

Наиболее исчерпывающую информацию о световом поле дают измерения распределения яркости по глубине, которые характеризуют прохождение лучистых потоков в данной точке исследуемой среды. По распределению яркости могут быть рассчитаны значения других величин, служащих для описания светового поля под водой.

Такие измерения производятся с помощью погружаемых фотометров-яркометров, которые принципиально отличаются от других фотометров тем, что в них измеряется яркость естественного света в пределах узкого телесного угла ($0,5 \div 10^\circ$) по всем или некоторым строго фиксированным направлениям в пространстве. Существует ряд фотометров для измерения яркости морской воды [1—4]. Некоторые из них используются для исследования поляризации естественного света в море, для чего перед фотоприемником устанавливается вращающийся поляризатор. Недостатками этих фотометров является то, что одни из

них являются визуальными и рассчитаны для работы на малых глубинах, другие, работающие в логарифмическом масштабе, затрудняют обработку результатов измерений. Все фотометры измеряют яркость в относительных величинах.

Описываемый фотометр для измерения яркости светового поля гидросферы отличается от описанных тем, что измерение проводится фотоэлектрическим методом в линейном режиме и в абсолютных значениях измеряемой величины. Прибор позволяет измерять яркость морской воды во всем видимом диапазоне и в двух спектральных участках этого диапазона с эффективными длинами волны 500 и 560 нм. Для проверки и периодической корректировки градуировочных характеристик в прибор встроены источники излучения, стабильный во времени и по потоку. В качестве источника излучения использован радиолюминесцентный источник (РЛИ) на основе сернистого цинка, активированного радиоактивным углеродом.

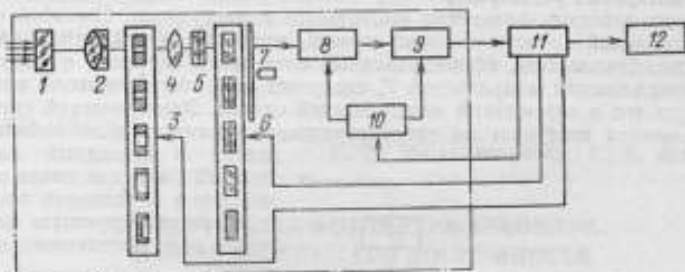


Рис. 1. Блок-схема фотометра-яркомера

Конструктивно аппаратура выполнена в виде двух блоков: подводного измерительного преобразователя яркости и надводного измерительного блока. Связь между блоками осуществляется с помощью кабеля. Конструкция и принцип действия фотометра-яркомера поясняется блок-схемой; изображенной на рис. 1.

Оптическая схема состоит из входного защитного стекла 1, объектива 2, диска 3 с полевыми диафрагмами и РЛИ, конденсора 4, корректирующего фильтра 5, диска 6 с нейтральным и интерференционными светофильтрами. Плоское защитное стекло, изготовленное из стекла К-8, обеспечивает герметичность измерительного преобразователя. Объектив собирает световой поток в плоскости полевых диафрагм. Сменные полевые диафрагмы обеспечивают переменный угол поля зрения преобразователя в пределах от 1 до 7°. Конденсор создает изображение входного зрачка оптической системы преобразователя, находящегося на оправе первой линзы объектива, в плоскости фотокатода приемника и обеспечивает полное и равномерное заполнение светом фотокатода при всех углах поля зрения. Корректирующий фильтр предназначен для приведения спектральной кривой чувствительности приемника к кривой относительной видности глаза. Нейтральный светофильтр с коэффициентом пропускания $\tau = 10^{-2}$ служит для расширения пределов измерения. Интерференционные фильтры выделяют узкие спектральные участки.

В качестве приемника светового потока в приборе использован фотоэлектронный умножитель ФЭУ-15(8). Конструктивно фотоумножитель вместе с делителем напряжения выполнен в виде отдельного блока, корпус которого для защиты от магнитных и электрических полей изготовлен двухслойным — из стали и пермаллоя. Фотокатод закрыт эбонитовой крышкой с отверстием диаметром 19 мм. Питание фотоумножителя осуществляется от блока питания 10, находящегося в подводном измерительном преобразователе. Блок питания представляет собой высокостабилизированный малогабаритный

источник постоянного напряжения, преобразующий напряжение 12В в напряжение 1500 ± 200 В.

Предварительный усилитель 9 служит для согласования выходного сопротивления ФЭУ с входом надводного измерительного блока и защиты приемника от больших световых потоков.

Надводный измерительный блок 11 предназначен для преобразования, усиления и регистрации электрических сигналов с подводного измерительного преобразователя, а также для дистанционного управления полевыми диафрагмами и светофильтрами. Управление полевыми диафрагмами и светофильтрами осуществляется по схеме следящей системы. В качестве чувствительного элемента использованы линейные потенциометры, механически связанные с двигателями поворота дисков.

В качестве регистрирующей аппаратуры с фотометром можно использовать цифровой вольтметр типа ВК-7-10А/1, электрический потенциометр КСП-4 и магнитный регистратор.

Принцип действия фотометра заключается в следующем. Световой поток пропорциональный яркости световых пучков, входящих в подводный измерительный преобразователь, сформированный оптической системой и модулированный механическим модулятором 7, поступает на фотоумножитель, который преобразует его в переменный электрический сигнал. Электрический сигнал с фотоумножителя поступает на предварительный усилитель и по кабелю подается в надводный измерительный блок, где после преобразования и усиления поступает на регистрирующую аппаратуру в виде постоянного напряжения.

В фотометре предусмотрено устройство (рис. 2) для защиты приемника от больших световых потоков. Фотоумножитель 1 подключается к блоку питания 2 через нормально замкнутые контакты реле 5, обмотка которого включена в анодную цепь лампы 6, связанного через детектор 4 с выходом предварительного усилителя 3.

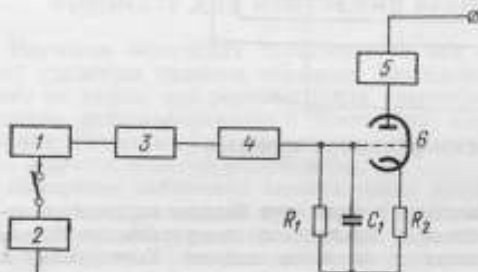


Рис. 2. Устройство для защиты приемника от больших световых потоков

При резком увеличении светового потока на входном окне подводного измерительного преобразователя возрастает напряжение на выходе предварительного усилителя. Это напряжение через детектор поступает на сетку лампы, в результате чего ток в анодной цепи увеличивается, что вызывает срабатывание реле. При этом нормально замкнутые контакты реле размыкаются и снимают высокое напряжение с фотоумножителя.

Последующее включение питания фотоприемника происходит автоматически. Время включения определяется постоянной времени цепочки R_1-C_1 . Уровень критического светового потока устанавливается переменным сопротивлением R_2 .

Градуировка подводного фотометра производилась на воздухе в лабораторных условиях по источнику света равномерной и известной яркости, в качестве которого применялось молочное стекло МС-13, освещенное светоизмерительной лампой. В результате градуировки были получены коэффициенты пропорциональности между выходным напряжением прибора и яркостью молочного стекла для интегральных и спектральных измерений при всех углах поля зрения фотометра, а также была определена основная погрешность аппаратуры, которая включала в себя погрешность метода градуировки и инструментальную погрешность. Величина основной погрешности 10 фотоумножителей с различной анодной чувствительностью составила для интегральных измерений 6—10%, а для спектральных измерений 8—12%.

Обработка результатов измерений, вывод коэффициента пропорциональности и определения основной погрешности производилась на вычислительной машине М-222.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлянинов М. В. Руководство по гидрооптическим измерениям в море.— В кн.: Методика и аппаратура для океанографических исследований. Труды ИОАН СССР, т. 47, 1961, с. 38—79.
2. Вейнберг В. Б., Кавокин К. И., Маллер К. В., Мейнгард П. Н. Фотометр-яркометр. — «Оптико-механическая промышленность», 1959, № 2, с. 20—21 с ил.
3. Тимофеева В. А., Кайгородов М. Н. Морской фотоэлектрический поляриметр. — «Океанология», 1963, т. 3, № 3, с. 506—510 с ил.
4. Кайгородов М. Н., Неуймин Г. Г. Морской поляриметр-яркометр. — В кн. «Методы и приборы для исследования физических процессов в океане», т. 36, Киев, «Наукова думка», 1966, с. 66—80 с ил.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 551.463.535

Т. Е. Вылегжанина, Г. А. Масляков

ВНИИМ

ГРАДУИРОВКА ФОТОМЕТРА-ЯРКОМЕРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ПОГРЕШНОСТИ

Градуировка фотометра производится в лабораторных условиях по источнику света равномерной яркости, значение которой известно. В качестве источника света применяется молочное стекло. Целью градуировки является получение зависимостей между выходным напряжением фотометра и яркостью молочного стекла при интегральных и спектральных измерениях.

Яркость молочного стекла определяется по создаваемой им освещенности в плоскости приемника образцового люксметра (рис. 1), в качестве которого служит фотозлемент Ф-107, градуированный (совместно с микроамперметром М-95) по образцовым светоизмерительным лампам накаливания второго разряда. Молочное стекло МС-13 освещается светозмерительной лампой с известными силой света и цветовой температурой. Для устранения рассеянного света между лампой и молочным стеклом устанавливаются черные бархатные экраны $Q_1—Q_4$. Светозмерительная лампа устанавливается на различных расстояниях от молочного стекла, и для каждого расстояния L образцовым люксметром измеряется создаваемая освещенность плоскости приемной поверхности. Яркость молочного стекла определяется по формуле [1]:

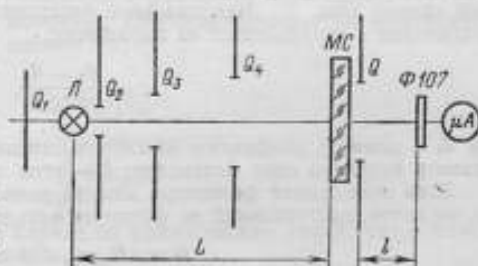


Рис. 1. Схема расположения приборов на фотометрической скамье при измерении яркости молочного стекла

$$B_{мс} = \frac{2Er_2^2}{\pi [r_1^2 + r_2^2 + l^2 - \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + l^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}]}, \quad (1)$$

где E — освещенность, создаваемая молочным стеклом на приемной поверхности образцового люксметра; r_1 — радиус диафрагмы Q молочного стекла;

r_2 — радиус приемной поверхности образцового люксметра; l — расстояние между молочным стеклом и приемной поверхностью образцового люксметра.

Применяемый комплекс светоизмерительных ламп и фотометрическая скамья ФСМ-1, позволяют создавать яркости молочного стекла в пределах $7 \cdot 10^{-2} \div 10^2$ кд/м². Для расширения пределов измеряемой величины в сторону малых значений ($5 \cdot 10^{-3} \div 10^2$ кд/м²) применяется нейтральный светофильтр с коэффициентом пропускания $\tau = 7,4 \cdot 10^{-2}$, который определяется по формуле [3]:

$$\tau = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} d\lambda}, \quad (2)$$

где Φ_{λ} — спектральная плотность лучистого потока; τ_{λ} — относительный спектральный коэффициент пропускания нейтрального фильтра.

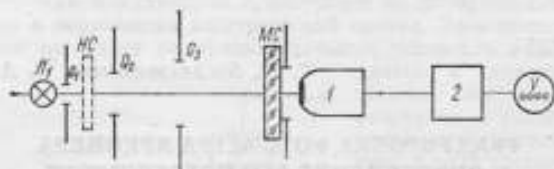


Рис. 2. Схема расположения приборов на фотометрической скамье при градуировке фотометра

Непосредственная градуировка фотометра производится на фотометрической скамье (рис. 2). Максимальное расстояние между молочным стеклом и фотометром l определяется из выражения:

$$l = \frac{d_1 - d_2}{2 \operatorname{tg} \beta}, \quad (3)$$

где d_1 — диаметр диафрагмы молочного стекла Q_4 (см, рис. 1); d_2 — световой диаметр входного окна фотометра; β — угол поля зрения фотометра.

Если поле зрения фотометра меньше размера диафрагмы молочного стекла, то поток, поступающий на фотоумножитель, определяется по формуле

$$\Phi = \pi B_{\text{MC}} \tau_{\text{OC}} \sin^2 u' F, \quad (4)$$

где τ_{OC} — коэффициент пропускания оптической системы фотометра; u' — задняя апертура объектива фотометра; F — площадь полевой диафрагмы.

При линейности фотоумножителя и электронно-измерительного тракта значение выходного напряжения с надводного блока 2, регистрируемого цифровым вольтметром, будет пропорционально падающему потоку:

$$U = s_{\Phi} \Phi, \quad (5)$$

где s_{Φ} — чувствительность фотометра к световому потоку.

Подставив в формулу (5) значение Φ из выражения (4), получим градуировочное уравнение вида:

$$U = S_{\Phi} \pi B_{\text{MC}} \tau_{\text{OC}} \sin^2 u' F, \quad (6)$$

Так как параметры τ_{OC} , u' , F являются постоянными для данного фотометра, то получим

$$U = s_{\Sigma} B_{\text{MC}}, \quad (7)$$

где $s_B = s_{\Phi} \tau_{\text{осп}} \sin^2 u' F$ — чувствительность фотометра в зависимости от яркости молочного стекла. Или

$$s_B = \frac{U}{B_{\text{мс}}} \left[\frac{B}{\text{кд/м}^2} \right]. \quad (8)$$

Для устранения рассеянного света между лампой и молочным стеклом устанавливаются черные бархатные экраны.

Градуировка фотометра производится при угле поля зрения 5° . Для других углов поля зрения в градуировочное уравнение вводится поправочный коэффициент, учитывающий отношение площадей и полевых диафрагм.

Интегральные измерения яркости молочного стекла проводятся с помощью нейтрального фильтра, находящегося внутри фотометра, в двух динамических диапазонах: без ослабления и с ослаблением потока. В каждом диапазоне определяется девять значений яркости молочного стекла. По данным измерений выводится градуировочное уравнение и определяется основная погрешность прибора.

Основная погрешность фотометра складывается из погрешности метода градуировки и инструментальной погрешности. Погрешность метода градуировки включает в себя систематическую и случайную погрешности. Систематическую погрешность вносит селективность молочного стекла, поскольку при измерениях и градуировке образцового люксметра пользуются источниками с различными распределениями по спектру. Чувствительность образцового люксметра при градуировке в интервале 400—700 нм определяется выражением [2]:

$$s_1 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} s_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} d\lambda}, \quad (9)$$

где s_{λ} — спектральная чувствительность образцового люксметра.

При определении яркости молочного стекла выражение для чувствительности образцового люксметра примет вид:

$$s_2 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} s_{\lambda} \tau_{\text{мс}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} \tau_{\text{мс}} d\lambda}. \quad (10)$$

Значения s_1 и s_2 в общем случае не равны между собой, что и определяет систематическую погрешность:

$$\theta = \frac{s_1 - s_2}{s_1} 100\%. \quad (11)$$

Полученное значение систематической погрешности θ , (2% от измеряемой величины) учитывается в дальнейшем при градуировке фотометра как поправка.

Случайная погрешность метода градуировки определяется как среднее квадратическое отклонение (СКО) результата измерения яркости молочного стекла и вычисляется по формуле [4]:

$$\sigma_B = \sqrt{\sum m_i^2 \sigma_{Q_i}^2}, \quad (12)$$

где $m_i = \frac{\partial B_{\text{мс}}}{\partial Q_i} \frac{Q_i}{B_{\text{мс}}}$ — коэффициенты влияния аргументов Q_i , входящих в уравнение (1), на СКО результата измерения яркости молочного стекла; $\sigma_{Q_i} = \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right)_i$ — СКО результата измерения соответствующих аргументов.

Для оценки случайной погрешности вычислим частные производные и частные погрешности для следующих значений аргументов, соответствующих реальному прибору: $r_1=37,6$ мм; $r_2=33,3$ мм; $l=136$ мм.

В результате получим значения коэффициентов влияния: $m_{r_1}=0,73$; $m_{r_2}=0,8$; $m_l=0,002$; $m_E=1$.

СКО результата измерения аргументов $\sigma_{r_1}=0,5\%$; $\sigma_{r_2}=1\%$; $\sigma_l=2\%$.

СКО результата измерения освещенности:

$$\sigma_E = \frac{\delta_{\text{пр}}}{l} = \frac{5}{3} = 1,7\%,$$

где $\delta_{\text{пр}}=5\%$ — предельная погрешность образцового люксметра; $l=3$ — коэффициент, определяющий величину доверительного интервала.

После подстановки значений m_i и σ_{Q_i} в выражение (12) получим значение СКО результата измерения яркости молочного стекла $\sigma_B=3\%$.

При измерениях с нейтральным светофильтром СКО результата измерения яркости молочного стекла рассчитывается по формуле:

$$\sigma_B' = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_z^2}, \quad (13)$$

где $\sigma_z=3\%$ — СКО результата измерения интегрального коэффициента пропускания нейтрального фильтра, определенного при его расчете.

Подставляя значение σ_B и σ_z в выражение (13), получим $\sigma_B'=4,2\%$.

Инструментальная погрешность определяется по данным измерения выходного напряжения фотометра. Расчет производится следующим образом:

1. Определяются среднее значение выходного напряжения для соответствующих значений яркости молочного стекла:

$$\bar{U}_j = \frac{\sum_{i=1}^n U_i}{n}, \quad (14)$$

где U_i — текущее значение измеряемой величины; n — число измерений.

2. Определяется СКО результата измерения выходного напряжения:

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{U}_j - U_i)^2}{n-1}}, \quad (15)$$

3. Определяется относительная случайная инструментальная погрешность

$$z_j = \frac{\sigma_j}{\bar{U}_j}, \quad (16)$$

4. Находится чувствительность s_{B_j} для всех значений яркости $B_{\text{мс } j}$, создаваемой при градуировке фотометра:

$$s_{B_j} = \frac{\bar{U}_j}{B_{\text{мс } j}}, \quad (17)$$

5. Из ряда значений s_{B_j} выбирают оптимальное значение s_B . С этой целью для каждого значения s_{B_j} рассчитывают систематическую инструментальную погрешность:

$$\delta_{1j} = \frac{\bar{U}_j - s_{B_j} B_{\text{мс } j}}{\bar{U}_j}, \quad (18)$$

и выбирают то значение s_B , при котором максимальное значение $\theta_{ij} + \delta$ будет минимальным (условие минимаксной стратегии). Все расчеты производятся на вычислительной машине М-222.

Суммарная погрешность фотометра будет определяться по формуле:

$$\Delta = \theta_1 + t\sigma_2, \quad (19)$$

где θ_1 — неучтенная систематическая инструментальная погрешность; σ_2 — суммарная средняя квадратическая погрешность.

Для доверительной вероятности $P_s = 68\%$ и $t = 1$

$$\sigma_2 = \sqrt{\theta^2 + \sigma_B^2}. \quad (20)$$

В результате градуировки были получены значения чувствительности фотометра в зависимости от яркости молочного стекла s_B для интегральных и спектральных измерений при всех углах поля зрения.

Величина основной погрешности составила для интегральных измерений 6—10%, а для спектральных измерений 8—12%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия. Л., «Энергия», 1967, 198 с. с ил.
2. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. М., ОНТИ, 1963, с. 44—131 с ил.
3. Бурдун Г. Д., Марков Б. Н. Основы метрологии. Издательство стандартов, 1972, с. 193—205.
4. Рабинович С. Г. К расчету погрешности измерительных приборов. «Измерительная техника», № 2, 1968, с. 15—18.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 535.214.4.089.6

*В. В. Бабушкин, Е. Ф. Демидов,
Л. Ф. Караванова, И. Г. Ряполов*

ВНИИМ

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Наиболее полной характеристикой теплового излучения протяженного объекта является распределение энергетической яркости по его площади. Поэтому при исследовании таких объектов представляют интерес спектральные измерения излучения как всего объекта, так и отдельных его элементов. При измерениях с помощью спектрорадиометра, поле зрения которого ограничено конечным телесным углом, получаемые характеристики излучения имеют пространственную подробность, определяемую элементом разрешения оптической системы. Развертка изображения объекта в этом случае производится путем поэлементного измерения характеристик излучения отдельных его участков либо тепловизионным методом — с помощью специального оптического устройства (сканирующего зеркала) или многоэлементного приемника излучения (многоканального радиометра) [1].

В отдельных случаях, когда размер объекта по одной из координат значительно больше размера по другой координате, исследование его характеристик может быть произведено путем линейного или однокоординатного сканирования. Поле зрения спектрорадиометра, предназначенного для таких измерений, представляет собой «щель» или вытянутый прямоугольник, в котором

исследуемый объект перемещается, не выходя за пределы большей стороны. Получаемая при этом диаграмма характеризует распределение «силы излучения» элементов объекта по его длине (см. рисунок). Линейное сканирование такого «полупротяженного» объекта осуществляется путем относительного перемещения объекта или спектро радиометра.

Если при измерениях исследуемый объект располагается на фоне другой излучающей поверхности, энергетической яркостью которой пренебречь нельзя,

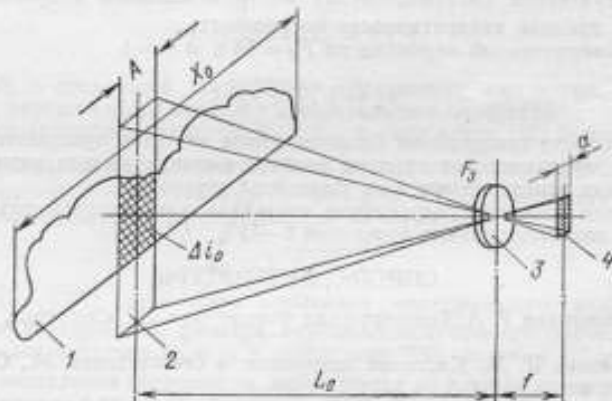


Схема измерения контрастной силы излучения полупротяженного объекта:

1—полупротяженный объект; 2—поле зрения спектро радиометра в плоскости объекта; 3—входной зрачок оптической системы; 4—приемник излучения
 L_0 —расстояние до объекта; A—ширина поля зрения; f—приводный фокус; a—ширина приемной площадки

а размеры объекта достаточно велики, то действительное значение силы излучения такого объекта может быть найдено через его «контрастную силу» и энергетическую яркость фона [2]:

$$I_0 = \Delta I_0 + B_{\Phi} F_0, \quad (1)$$

где I_0 —абсолютная сила излучения объекта (в направлении наблюдателя), определяемая только свойствами самого объекта; ΔI_0 —контрастная сила излучения объекта, проектирующегося на фоне с энергетической яркостью B_{Φ} ; F_0 —проекция объекта на плоскость, перпендикулярную линии визирования.

Рассмотрим основные положения, определяющие метод измерения контрастной силы излучения полупротяженного объекта с помощью шелевого спектро радиометра.

При обычных измерениях, если в поле зрения аппаратуры вводится «точечный» объект, угловые размеры которого меньше этого поля, приращение выходного сигнала Δu_0 , соответствующее спектральному интервалу $(\lambda_0 - \lambda_1)$, достаточно точно описывается выражением:

$$\Delta u_0 = \frac{F_3}{L_0^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_0} \Delta I_0(\lambda) s(\lambda) \tau(\lambda) \tau_{a_0}(\lambda) d\lambda \dots, \quad (2)$$

где F_3 —площадь входного зрачка оптической системы; L_0 —расстояние от входного зрачка до исследуемого объекта; $\Delta I_0(\lambda)$ —спектральная плотность контрастной силы излучения объекта; $s(\lambda)$ —спектральная чувствительность приемника излучения; $\tau(\lambda)$ —спектральное пропускание оптической системы; $\tau_{a_0}(\lambda)$ —спектральное пропускание атмосферы на расстоянии L_0 .

Вводя понятие контрастной силы излучения объекта в спектральном интервале $\lambda_2 - \lambda_1$

$$\Delta I_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta I_0(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

из уравнения (2) можно записать:

$$\frac{\Delta u_0}{\Delta I_0} = \frac{F_3}{L_0^2} S_0, \quad (4)$$

где S_0 — чувствительность измерительной системы к излучению объекта в спектральном интервале $\lambda_2 - \lambda_1$.

$$S_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta I_0(\lambda) s(\lambda) \eta(\lambda) \tau_{\lambda_0}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta I_0(\lambda) d\lambda}, \quad (5)$$

При градуировке аппаратуры по удаленному точечному источнику, телесный угол которого значительно меньше телесного угла визирования, а сила излучения достаточно велика, так что излучением фона с площади этого источника можно пренебречь, выражение (4) можно представить как

$$\frac{\Delta u_{\tau}}{I_{\tau}} = \frac{F_3}{L_{\tau}^2} S_{\tau}, \quad (6)$$

где I_{τ} — сила излучения точечного образцового источника сравнения; L_{τ} — расстояние до этого источника.

Тогда формула для расчета контрастной силы излучения точечного объекта в спектральном интервале $\lambda_2 - \lambda_1$ примет вид:

$$\Delta I_0 = I_{\tau} \frac{\Delta u_0}{\Delta u_{\tau}} \left(\frac{L_0}{L_{\tau}} \right)^2 \frac{S_{\tau}}{S_0}. \quad (7)$$

Для полупротяженного объекта эта формула справедлива для участка $A = \frac{a}{f} L_0$, попадающего в поле зрения радиометра. Здесь величины A , a и f соответствуют изображенным на рисунке.

Однако при градуировке по точечному источнику большие погрешности вносятся за счет неоднородной зональной чувствительности приемника излучения [3]. Эти погрешности можно уменьшить, если при измерениях полупротяженных объектов градуировку аппаратуры производить в значениях энергетической яркости по близко расположенному протяженному излучателю с переменной температурой.

В этом случае для спектрального интервала $\lambda_2 - \lambda_1$ величина приращения выходного сигнала при изменении температуры образцового источника от T_1 до T_2 выразится следующим образом:

$$\Delta u_{\omega} = F_3 \omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [b_{\omega T_2}(\lambda) - b_{\omega T_1}(\lambda)] s(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda, \quad (8)$$

где ω — телесный угол зрения оптической системы; $b_{\omega T_1}(\lambda)$ и $b_{\omega T_2}(\lambda)$ — спектральная плотность энергетической яркости образцового протяженного источника при температурах T_1 и T_2 , соответственно

Обозначив часть подынтегральной функции через

$$\Delta b_n = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [b_{nT_2}(\lambda) - b_{nT_1}(\lambda)] d\lambda, \quad (9)$$

получим

$$\frac{\Delta u_n}{\Delta b_n} = F_2 \omega S_n, \quad (10)$$

где S_n — чувствительность измерительной системы к контрасту яркости образцового протяженного источника при изменении его температуры от T_1 до T_2 .

$$S_n = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [b_{nT_2}(\lambda) - b_{nT_1}(\lambda)] s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [b_{nT_2}(\lambda) - b_{nT_1}(\lambda)] d\lambda}. \quad (11)$$

Из формул (4) и (10) можно получить выражение для контрастной силы излучения элемента полупротяженного объекта длиной A , измеренной с помощью спектрорадиометра, отградуированного по протяженному образцовому источнику:

$$\Delta I_0 = \Delta b_n \frac{\Delta u_n}{\Delta u_n} \omega L_0^2 \frac{S_n}{S_0}. \quad (12)$$

Из формул (7) и (12) можно получить действительное значение одной из характеристик спектрорадиометра — телесного угла поля зрения:

$$\omega = \frac{I_T}{\Delta b_n} \frac{\Delta u_n}{\Delta u_T} \frac{S_T}{S_n} \frac{1}{L_T^2} = \frac{\left(\frac{I_T S_T}{\Delta u_T} \right)}{\left(\frac{\Delta b_n S_n}{\Delta u_n} \right)} L_T^{-2}$$

или

$$\omega = \frac{N_n}{N_T} \frac{1}{L_T^2}, \quad (13)$$

где N_n и N_T — число делений прибора, отсчитанных при измерениях силы излучения одного и того же объекта по шкале энергетической яркости и силы излучения, соответственно.

Суммарная контрастная сила излучения полупротяженного объекта (ΔI_0) с длиной проекции X_0 может быть найдена суммированием излучения отдельных его участков, т. е.

$$\Delta I_0 = \sum_{k=1}^n \Delta I_{0k}, \quad (14)$$

где n — число элементов разрешения объекта оптической системой на расстоянии L_0 .

$$n = \frac{X_0}{\frac{a}{f} L_0}. \quad (15)$$

Абсолютная сила излучения объекта в заданном направлении, таким образом, может быть определена по формуле (1), если известна контрастная сила излучения объекта (ΔI_0), энергетическая яркость фона (B_Φ) и проекция площади объекта на плоскость, перпендикулярную линии визирования (F_0).

Оценим основные факторы, влияющие на точность радиометрических измерений. Предположим, что градуировка радиометра производится по близко расположенному образцовому протяженному источнику так, что поглощением в атмосфере при этом можно пренебречь. Из формул (12) — (14) видно, что при независимых измерениях каждой из составляющих, суммарная относительная погрешность определения контрастной силы излучения объекта может быть найдена как среднее квадратическое отклонение (СКО) следующих величин:

$$\delta_{\Delta I_0} = \sqrt{\delta_{\Delta I_0}^2 + \delta_{\Delta I_n}^2 + \delta_{I_T}^2 + \delta_{\Delta b_n}^2 + 2(\delta_{L_0}^2 + \delta_{L_T}^2) + \delta_{\epsilon_0}^2 + \delta_{\epsilon_T}^2 + \delta_{\tau_n}^2}. \quad (16)$$

Здесь $\delta_{\Delta I_0}$ и $\delta_{\Delta I_n}$ — погрешности измерения выходного сигнала аппаратуры, которые для современных регистрирующих приборов (в том числе осциллографов) могут быть приняты равными 2%. δ_{I_T} и $\delta_{\Delta b_n}$ — погрешности (СКО) определения энергетических характеристик образцовых источников ИК-излучения, составляющие, в соответствии с общесоюзной поверочной схемой*, 1,5–2%; δ_{L_0} и δ_{L_T} — СКО результатов наблюдений при измерениях расстояний до объекта и образцового точечного источника, которое обычно не превышает 2%; δ_{ϵ_0} , δ_{ϵ_T} и δ_{τ_n} — погрешности определения чувствительности радиометра к излучению объекта, точечного и протяженного образцовых источников, соответственно. Для приближенной оценки этих погрешностей предположим, что измерения контрастной силы излучения объекта производятся в спектральном интервале $\lambda_2 - \lambda_1$ с помощью узкополосного фильтра с прямоугольной характеристикой. Тогда из выражения (5) можно записать:

$$S_0 = \frac{\Delta I_0 \approx \Phi}{\Delta I_0} = \frac{\Delta B_0 \approx \Phi}{\Delta B_0} = \frac{\Delta b_0(\lambda_{cp}) s(\lambda_{cp}) \tau_n(\lambda_{cp}) (\lambda_2 - \lambda_1)}{\Delta b_0(\lambda_{cp}) (\lambda_2 - \lambda_1)}$$

$$\delta_{S_0} = \sqrt{\delta_{\Delta B_0 \approx \Phi}^2 + \delta_{\Delta B_0}^2}. \quad (17)$$

где

$$\delta_{\Delta B_0 \approx \Phi}^2 = \left[\frac{\Delta b_0(\lambda_{cp}) s(\lambda_{cp}) \tau_n(\lambda_{cp}) (\lambda_2 - \lambda_1)}{\Delta B_0 \approx \Phi} \right]^2 \{ \delta_{\Delta b_0}^2(\lambda_{cp}) + \delta_s^2(\lambda_{cp}) + \delta_{\tau_n}^2(\lambda_{cp}) \};$$

$$\delta_{\Delta B_0}^2 = \left[\frac{\Delta b_0(\lambda_{cp}) (\lambda_2 - \lambda_1)}{\Delta B_0} \right]^2 \delta_{\Delta b_0}^2(\lambda_{cp}).$$

Выражения в квадратных скобках представляют собой весовые коэффициенты (γ) для спектральных составляющих погрешности $\delta_{\Delta b_0}$. Полагая, что в выбранном спектральном интервале погрешности не зависят от длины волны, можно записать:

$$\delta_{S_0} = \sqrt{(\delta_{\Delta b_0}^2 + \delta_s^2 + \delta_{\tau_n}^2) \gamma_{B_0 \approx \Phi}^2 + \delta_{\Delta b_0}^2 \gamma_{B_0}^2}. \quad (18)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для оценки погрешности определения чувствительности аппаратуры к излучению образцовых источников.

Из формул (7) и (18) видно, что точность определения контрастной силы излучения объекта во многом зависит от правильного выбора спектральных характеристик источника сравнения. Погрешности $\delta_{\Delta b_0}$ и δ_s могут быть существенно снижены, если выбранный спектральный интервал достаточно узок или температуры источников близки. Проведенные расчеты показыва-

* ГОСТ 8.106—74. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений энергетической яркости и силы излучения источников с температурой от 100 до 500°С.

ют, что указанные погрешности для реальных фильтров можно оценить в 2—3%.

Таким образом, суммарная погрешность определения контрастной силы излучения элемента объекта длиной, равной ширине поля зрения щелевого спектрометра, в соответствии с приближенной оценкой без учета пропускания атмосферы составляет 6—7%.

Наиболее важной составляющей погрешности измерений является погрешность определения пропускания атмосферы. Значения $\tau_{0,0}$ обычно определяются расчетным путем по величине метеорологической дальности видимости [4], однако эта методика применима лишь для видимой области спектра, а для ИК-диапазона она может использоваться с очень большими ограничениями. Для окон прозрачности атмосферы погрешность определения ее пропускания может быть условно принята равной 20—25% [5]. На практике для снижения этой погрешности градуировку прибора производят по образцовому точечному источнику, находящемуся на том же расстоянии, что и объект измерения. Однако это влечет за собой увеличение других погрешностей, о чем уже упоминалось выше.

В заключение следует сказать, что в подобных измерениях обычно используется модуляция потока излучения, в связи с чем при оценке погрешностей, кроме указанных, необходимо учитывать соответствие коэффициентов модуляции, постоянную времени аппаратуры в режиме сканирования, величину отношения «сигнал-шум» и т. п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1972, 350 с. с ил.
2. Николаев С. М. Оптико-электронные радиометры космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1971, 180 с с ил.
3. Артемьев Н. М., Бабушкин В. В., Бондаренко Н. И. К вопросу о погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемной площадки приемника излучения. — Труды метрологических институтов СССР, ВНИИМ, вып. 114 (174), 1969, с. 134—140.
4. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М., «Мир», 1972, 534 с. с ил.
5. Бабушкин В. В., Вишневецкий А. К., Носков Ю. В., Чистиков В. А. Методика измерения пропускания теплового излучения в окнах атмосферного спектра на приземных горизонтальных трассах. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 171 (231), 1975, с. 91—93.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 535. 214.4.088.6

В. В. Бабушкин
внним

ПОЭЛЕМЕНТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

В ряде прикладных задач радиометрии при исследовании протяженных источников излучения используется метод однокоординатного или линейного сканирования. В этом случае изображение источника проектируется на щель спектрального прибора или полевую диафрагму радиометрической системы лишь частично, полностью вписываясь в нее только по одной из координат (например « y », как показало на рис. 1, а). Такой метод позволяет произвести энергетическую развертку изображения по оси x и, кроме того, определить посредством суммирования излучения отдельных участков источника, проектирующихся на однородном фоне, общую силу его излучения, особенно, когда это

невозможно сделать из-за малого расстояния, ограниченных возможностей оптической системы или больших размеров исследуемого объекта [1].

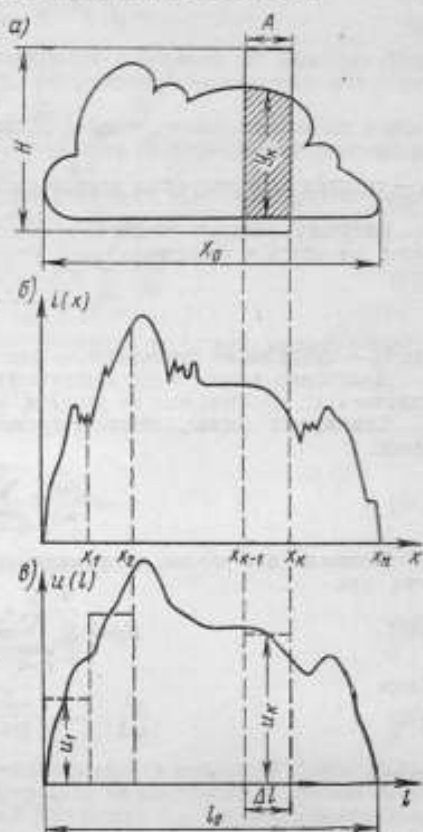
Определение общей силы излучения источника может быть произведено либо путем непосредственного интегрирования диаграммы записи (первый метод), либо суммированием силы излучения отдельных его элементов (второй метод). Рассмотрим оба метода.

1. Источник излучения (рис. 1, а) произвольной формы с непрерывным распределением энергетической яркости B вдоль оси x , расположенный на расстоянии L (м) проектируется на полевую диафрагму радиометрической системы. Чувствительность системы по полю диафрагмы постоянна.

Введем обозначения:

длина источника	X_0 ;
размер полевой диафрагмы	a, h ;
мгновенное поле зрения системы в плоскости источника	$A \cdot H$;
фокусное расстояние или расстояние до сопряженной плоскости	f ;
телесный угол поля зрения системы	$\omega = (a, h) / f^2$;
площадь входного зрачка системы	F_0 ;
чувствительность аппаратуры к потоку излучения	S

$$S = \Delta U / \Delta \Phi,$$



где ΔU — приращение выходного сигнала аппаратуры при изменении потока излучения $\Delta \Phi$, падающего на приемник. Рис. 1. Схема сканирования (а), элементное распределение силы излучения источника (б) и выходной сигнал аппаратуры (в).

Суммарная сила излучения источника в общем виде может быть записана следующим образом.

$$I_0 = \int_0^{X_0} B(x) y(x) dx = \int_0^{X_0} i(x) dx, \quad (1)$$

где $i(x)$ — сила излучения элемента источника высотой y единичной длины (рис. 1, б).

Как сумма сил излучения отдельных элементов источника, вырезаемых при сканировании оптической системой аппаратуры, выражение (1) может быть представлено в таком виде:

$$I_0 = \sum_{k=1}^n \Delta I_k = \sum_{k=1}^n A i_k = \frac{X_0}{n} \sum_{k=1}^n i_k, \quad (2)$$

$$n = \frac{X_0}{A},$$

где

$$I_k = \frac{\int_{x_{k-1}}^{x_k} I(x) dx}{A}; \quad (3)$$

I_k — средняя сила излучения элемента единичной длины на k -м участке источника.

Излучение каждого элемента источника, вырезаемого оптической системой, будет вызывать в регистрирующем устройстве аппаратуры выходной сигнал:

$$u_k = \frac{AI_k}{L^2} F_3 S \tau_n, \quad (4)$$

где τ_n — пропускание атмосферы на расстоянии L .

Диаграмма записи $u(I)$, соответствующая изменению силы излучения источника $I(x)$, представлена на рис. 1, в; l_0 — длина диаграммы.

Суммарный сигнал, соответствующий силе излучения всего источника, равен:

$$U_0 = \sum_{k=1}^n u_k. \quad (5)$$

Площадь диаграммы, описанная кривой $u(I)$, может быть представлена как

$$F_A = \Delta I \sum_{k=1}^n u_k = \Delta I U_0. \quad (6)$$

Здесь

$$\Delta I = \frac{l_0}{n} \quad (7)$$

т. е.

$$U_0 = \frac{F_A}{\Delta I}.$$

Так как

$$\frac{A}{L} = \frac{a}{f}, \text{ то } \Delta I = \frac{l_0 a}{X_0 f} L. \quad (8)$$

Тогда

$$U_0 = \frac{F_A X_0 f}{l_0 a L}. \quad (9)$$

$$I_0 = \frac{L^2}{F_3 S \tau_n} U_0 = \frac{F_A}{l_0} \frac{1}{\tau_n} L X_0 \frac{f}{a} \frac{1}{F_3 S}. \quad (10)$$

При градуировке аппаратуры по протяженному образцовому источнику (например, АЧТ), известному приращению яркости которого (ΔB^0) соответствует нормированное приращение сигнала (ΔU^0) [2], выражение (4) может быть записано следующим образом:

$$\Delta u^0 = \Delta B^0 F_3 S \omega = \Delta B^0 F_3 S \frac{ah}{f^2}, \quad (11)$$

откуда

$$\frac{a}{f} \frac{1}{F_3 S} = \frac{\Delta B^0}{\Delta u^0} \frac{h}{f}.$$

Тогда

$$I_0 = \frac{\Delta B^0 F_n}{\Delta n^0} \frac{kL}{f} X_0 \frac{1}{\tau_n}. \quad (12)$$

Быстрая обработка большого количества измерений по формуле (12) может быть легко произведена на ЭВМ, оборудованной устройством для определения площади диаграммы F_n .

2. Предположим, что радиометрическая аппаратура отградуирована в значениях силы излучения по образцовому точечному [2, 3] источнику (например, АЧТ), удаленному от нее на расстояние $L = L_n$.

В соответствии с формулой (2), суммарная сила излучения протяженного (по одной координате) объекта, измеряемая с этого же расстояния L_n :

$$I_{0n} = \sum_{k=1}^n I_{kn} A_n = \frac{X_0}{n} \sum_{k=1}^n I_{kn}. \quad (13)$$

Выходной сигнал аппаратуры, соответствующий излучению элемента шириной A со средней силой I_{kn} ,

$$u_{kn} = A_n \frac{I_{kn}}{L_n^2} F_2 S \tau_{an}. \quad (14)$$

Тогда

$$I_{0n} = \frac{L_n^2}{F_2 S \tau_{an}} \sum_{k=1}^n u_{kn}. \quad (15)$$

При измерениях на другом расстоянии, например L_m :

$$I_{0m} = \frac{L_m^2}{F_2 S \tau_{am}} \sum_{k=1}^m u_{km}. \quad (16)$$

При этом

$$\frac{m}{n} = \frac{A_n}{A_m} = \frac{L_n}{L_m}; \quad m = n \frac{L_n}{L_m}. \quad (17)$$

Допустим,* что средняя сила излучения элемента единичной длины (I_{km}), определяемая на каждом k -м участке источника на расстоянии L_m , равна средней силе излучения I_{kn} , определяемой на расстоянии L_n . Тогда в соответствии с (4) и (17) можно записать, что:

$$u_{km} = u_{kn} \frac{L_n}{L_m} \frac{\tau_{am}}{\tau_{an}}. \quad (18)$$

Для диаграммы записи сигнала u (1), полученную от источника, расположенного на расстоянии L_m , на то же число участков, что и для расстояния L_n (т. е. на n участков), выражение (16) с учетом (17) и (18) можно представить следующим образом:

$$I_{0m}' = \frac{L_m}{L_n} \frac{L_n^2}{F_2 S \tau_{an}} \sum_{k=1}^n u_{kn}. \quad (19)$$

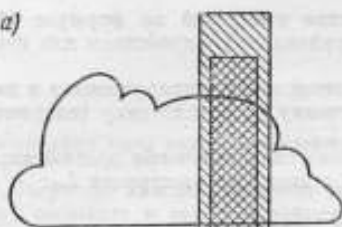
$$I_{0n} = \frac{L_n}{L_m} I_{0m}'. \quad (20)$$

Таким образом, суммарная сила излучения протяженного источника, определяемая методом линейного сканирования с различных расстояний, может быть легко измерена с помощью аппаратуры, отградуированной по силе излучения образцового источника, расположенного на номинальном расстоянии (L_n).

* Справедливость этого допущения рассмотрена ниже.

Однако формулы (18)–(20) получены в предположении, что средние силы излучения каждого k -го участка источника, определенные на расстоянии L_n и L_m , равны (рис. 2), т. е.

а)



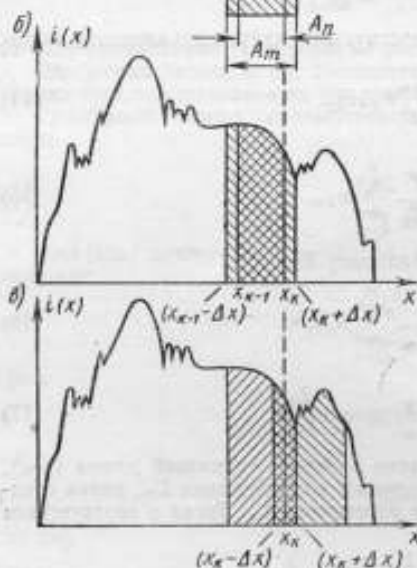
где

$$I_k = I_k',$$

$$I_k = \frac{\int_{x_{k-1}}^{x_k} I(x) dx}{A};$$

$$I_k' = \frac{\int_{x_{k-1}-\Delta x}^{x_k+\Delta x} I(x) dx}{A + 2\Delta x} \quad (21)$$

Такое допущение в общем случае неверно. Определим погрешность, вызванную этим допущением. Для этого рассмотрим две суммы:



$$J = \sum_{k=1}^n I_k =$$

$$\frac{\int_0^{x_1} I(x) dx + \dots + \int_{x_{n-1}}^{x_n} I(x) dx}{A} =$$

$$\frac{\int_0^{x_0} I(x) dx}{A} = \frac{I_{cp} X_0}{A} = n I_{cp}. \quad (22)$$

$$J' = \sum_{k=1}^n I_k' =$$

$$\frac{\int_{-\Delta x}^{x_1+\Delta x} I(x) dx + \dots + \int_{x_{n-1}-\Delta x}^{x_n+\Delta x} I(x) dx}{A + 2\Delta x}$$

Рис. 2. Схема, поясняющая вывод уравнения (26)

Сумму J' можно преобразовать следующим образом:

$$J' = \frac{\int_0^{x_1} I(x) dx + \dots + \int_{x_{n-1}}^{x_n} I(x) dx + \int_{x_1-\Delta x}^{x_1+\Delta x} I(x) dx + \dots + \int_{x_{n-1}-\Delta x}^{x_{n-1}+\Delta x} I(x) dx + O_1 + O_2}{A + 2\Delta x} \quad (23)$$

где

$$O_1 = \int_{-\Delta x}^0 I(x) dx = 0; \quad O_2 = \int_{x_n}^{x_n+\Delta x} I(x) dx = 0.$$

Первая группа интегралов в числителе выражения (23) не что иное, как $i_{cp} X_0$ (см. формулу 22), а вторая группа — определенный интеграл функции $i(x)$, ограниченной (с конечным числом разрывов 1-го рода) в промежутке $2\Delta x(n-1)$. Тогда в соответствии с теоремой о среднем

$$J' = \frac{i_{cp} X_0}{A + 2\Delta x} + \frac{i_{cp}' 2\Delta x (n-1)}{A + 2\Delta x}. \quad (24)$$

Приравняв выражения (22) и (24), найдем погрешность определения i_{cp} :

$$i_{cp} \left(n - \frac{X_0}{A + 2\Delta x} \right) = i_{cp}' \frac{2\Delta x (n-1)}{A + 2\Delta x}, \quad (25)$$

$$\frac{i_{cp}'}{i_{cp}} = \frac{n}{n-1}; \quad \frac{\Delta i_{cp}}{i_{cp}} = \frac{i_{cp}'}{i_{cp}} - 1 = \frac{1}{n-1}. \quad (26)$$

Так как из (2) и (22)

$$I_0 = AI = An i_{cp},$$

$$\frac{\Delta I_0}{I_0} = \frac{\Delta i_{cp}}{i_{cp}} = \frac{1}{n-1}, \quad (27)$$

или при достаточно больших n

$$\frac{\Delta I_0}{I_0} = \frac{1}{n} \quad (28)$$

(например, для $n = 50$, $\Delta I_0/I_0 = 2\%$).

Таким образом, сила излучения протяженного по одной координате источника может быть найдена по формуле (20) методом поэлементного сложения n ординат диаграммы, полученной при измерениях на расстоянии (L_m), отличном от номинального (L_n); при этом погрешность измерения обратно пропорциональна числу элементов (n), определяемых мгновенным полем зрения аппаратуры (A_n) на номинальном расстоянии (L_n) и общей длиной источника (X_0).

Этот вывод легко проиллюстрировать на примере, когда $L_m = 2L_n$, т. е. $\Delta x = \frac{A_n}{2}$ и показать его справедливость для случая, когда $L_m < L_n$.

Использование второго метода определения суммарной силы излучения протяженного источника позволяет вести обработку результатов измерения без применения счетно-вычислительных машин и планиметрирования диаграмм записи.

Для ускорения процесса обработки поправка на расстояние (см. формулу (20)) может быть определена с использованием масштабной линейки, номограмм или специального устройства для проектирования шкалы силы излучения на диаграмму с переменным увеличением.

В заключение следует отметить, что если известна максимальная частота сигнала или постоянная времени регистрирующего устройства, то, используя теорему отсчетов Котельникова [4], можно легко найти размеры оптимального мгновенного поля зрения радиометра, предназначенного для линейного сканирования. Действительно, как следует из указанной теоремы, непрерывный сигнал полностью определяется дискретной последовательностью его значений, отсчитанных через интервалы времени $\Delta t = \frac{1}{2\nu_m}$, где ν_m — максимальная частота процесса в Ги.

Следовательно, поле зрения оптической системы радиометра при заданной скорости сканирования должно быть не больше расстояния между этими дискретными точками:

$$A = v\Delta t = \frac{v}{2\nu_m}. \quad (29)$$

Например, при максимальной частоте пропускания регистратора $\nu_m = 1$ Гц и скорости сканирования $v = 10$ м/с мгновенное поле зрения радиометра в плоскости объекта по оси x должно быть не более 5 м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов, М., «Машиностроение», 1972, 180 с. с ил.
2. Kelton G. e. o. Infrared Target and Background Radiometric Measurements—Concepts, Units and Techniques. „Infrared Physics“, 1963, v. 3, pp. 139—163.
3. Лазарев А. И. Градуировка телерадиометров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 1, с. 10—13 с ил.
4. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы, М., «Советское радио», 1963, 260 с. с ил.

Поступила в редакцию 6/IV 1975 г.

УДК 535.214.4.088

В. В. Бабушкин
вним

СНИЖЕНИЕ ПОГРЕШНОСТИ РАДИОМЕТРОВ, ВЫЗВАННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ПРИЕМНИКА

При измерении силы излучения полупротяженных объектов, размеры которых по одной из координат меньше поля зрения радиометра, возникают погрешности, вызванные неоднородной чувствительностью приемника (например, болометра БСГ-2) [1]. Эти погрешности зависят от относительного размера изображения объекта в плоскости чувствительной площадки приемника и положения его относительно зоны максимальной чувствительности. В работе [1] указывается, что если проводить градуировку радиометра по источнику сравнения, перекрывая его изображением только центральную часть приемника, то при определенных условиях погрешности измерений могут быть снижены в несколько раз.

В настоящей работе рассматривается методика градуировки такого радиометра, обеспечивающая наиболее благоприятные, с точки зрения снижения погрешностей, условия проведения измерений.

Допустим вначале, что чувствительность приемной площадки болометра однородна. Тогда, используя обозначения, принятые в работе [1], можно записать, что:

$$S(x, y) = \bar{S}(y) = \bar{S} = S = \text{const}, \quad (1)$$

$$U = S\Phi, \quad (2)$$

где U — электрический сигнал, генерируемый приемником радиометра; S — чувствительность приемника; Φ — поток излучения, попадающий на приемник.

Для измеряемой силы излучения точечного источника, расположенного на расстоянии L_1 можно написать, не принимая пока во внимание коэффициент пропускания оптической системы и поглощение излучения в атмосфере,

$$\Phi_{\tau_1} = E F_2 = \frac{I_{\tau}}{L_1^2} F_2 = \frac{U_1}{S}, \quad (3)$$

где E — освещенность входного зрачка радиометра, создаваемая точечным источником с силой излучения I_{τ} на расстоянии L_1 ; F_2 — рабочая площадь входного зрачка системы.

При измерениях силы излучения того же точечного источника на расстоянии $L_2 \neq L_1$

$$\Phi_{i_1} = \frac{I_1}{L_1^2} F_2 = \frac{U_2}{S}, \quad (4)$$

откуда $U_1 = U_2 (L_2^2 / L_1^2)$, или в значениях силы излучения, приведенной к расстоянию L_1 ,

$$I_1 = I_2 \left(\frac{L_2}{L_1} \right)^2, \quad (5)$$

где I_1 и I_2 — сила излучения точечного источника I_0 , отсчитанная по шкале радиометра при измерениях на расстояниях L_1 и L_2 соответственно.

Для полупротяженного источника, расположенного на расстоянии L_1 ,

$$\Phi_{\text{ин}} = \frac{I_{\text{ин}}}{L_1^2} F_2 = \frac{B_{\text{ин}} F_{\text{ин}}}{L_1^2} F_2, \quad (6)$$

где $B_{\text{ин}}$ и $F_{\text{ин}}$ — энергетическая яркость и площадь элемента полупротяженного источника, попадающего в поле зрения радиометра, соответственно; при этом для простоты изложения предполагается, что поверхность источника изотермична и расположена нормально к оси радиометра, т. е. $\cos \varphi = 1$.

Если при измерениях используется приемник в виде вытянутого прямоугольника со сторонами $a \times b$ [1], расположенный в фокальной плоскости объектива с фокусом f , то

$$F_{\text{ин}} = HA = H \frac{a}{f} L_1, \quad (7)$$

$$\Phi_{\text{ин}_1} = \frac{B_{\text{ин}} H}{L_1} \frac{a}{f} F_2 = \frac{U_1}{S}, \quad (8)$$

где H — высота источника (размер по вертикали); A — горизонтальный размер поля зрения радиометра на расстоянии L_1 .

Аналогичным образом

$$\Phi_{\text{ин}_2} = \frac{B_{\text{ин}} H}{L_2} \frac{a}{f} F_2 = \frac{U_2}{S}. \quad (9)$$

Следовательно, при измерениях одного и того же полупротяженного источника,

$$i_1 = i_2 \frac{L_2}{L_1}, \quad (10)$$

где i_1 и i_2 — сила излучения элемента полупротяженного источника, отсчитанная по шкале радиометра при измерениях с расстояния L_1 и L_2 соответственно.

При измерениях энергетической яркости протяженного источника, поток, попадающий на приемник, равен

$$\Phi_{\text{п}} = B_{\text{п}} F_2 \omega \frac{U}{S}, \quad (11)$$

где $\omega = \frac{F_{\text{пр}}}{f^2}$ — телесный угол оптической системы, который для прямоугольного приемника может быть представлен в виде

$$\omega = \frac{ab}{f^2} = \alpha \beta, \quad (12)$$

где $\alpha = \frac{a}{f}$ — линейный угол зрения системы в горизонтальной плоскости;

$\beta = \frac{b}{f}$ — тот же угол в вертикальной плоскости.

Таким образом, из сопоставлений формул (3), (8) и (11) видно, что при равных сигналах, т. е. если градуировка радиометра произведена по протяженному источнику [2, 3],

— в случае измерения силы излучения точечного источника

$$I_r = B_n^0 \omega L^2, \quad (13)$$

— в случае измерения силы излучения полупротяженного источника

$$i_{nn} = B_n^0 \phi L, \quad (14)$$

где B_n^0 — энергетическая яркость образцового протяженного источника излучения, используемого при градуировке; i_{nn} — «сила излучения» элемента полупротяженного источника единичной длины («единичная» сила излучения).

При этом суммарная сила излучения полупротяженного источника длиной X_0 будет:

$$I_0 = \int_0^{X_0} i(l) dl = \int_0^{X_0} B(l) H(l) dl. \quad (15)$$

В общем случае, когда чувствительность площадки приемника неоднородна,

$$S(x, y) \neq \bar{S}(y) \neq \bar{\bar{S}},$$

$$U_r = I_r S(x, y) \frac{F_2}{L^2}, \quad (3a)$$

$$U_{nn} = B_{nn} \frac{H}{L} a F_2 \frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy, \quad (8a)$$

$$U_n = B_n \omega F_2 \bar{S}; \quad (11a)$$

где $\bar{S}(y)$ — чувствительность приемной площадки, усредненная по оси X ;
 $\bar{\bar{S}} = \frac{1}{b} \int_0^b \bar{S}(y) dy$ — чувствительность приемника, усредненная по всей площадке.

Тогда

$$I_r' = B_n^0 \omega L^2 \frac{\bar{\bar{S}}}{S(x, y)} = B_n^0 \omega' L^2, \quad (13a)$$

$$i_{nn}' = B_{nn} H = B_n^0 \phi L \frac{\bar{\bar{S}}}{\frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} = B_n^0 \phi' L, \quad (14a)$$

где

$$\omega' = \omega \frac{\bar{\bar{S}}}{S(x, y)}, \quad (16)$$

$$\beta' = \beta \frac{\bar{\bar{S}}}{\frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} \quad (17)$$

При определении β' по образцовому полупротяженному источнику с единичной силой излучения $i_{nn}^0 = B_{nn}^0 H$ из уравнения (17)

$$\beta_0' = \beta \frac{\bar{S}}{\frac{1}{y_2^0 - y_1^0} \int_{y_1^0}^{y_2^0} \bar{S}(y) dy} \quad (17a)$$

В этом случае погрешность измерения силы излучения элемента полупротяженного объекта единичной длины с помощью приемника с неоднородной зональной чувствительностью может быть выражена как

$$\delta_{\beta}' = \frac{\Delta I_{\text{ин}}'}{I_{\text{ин}}'} = \frac{\beta' - \beta_0'}{\beta'} = 1 - \frac{\frac{1}{y_2^0 - y_1^0} \int_{y_1^0}^{y_2^0} \bar{S}(y) dy}{\frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} \quad (18)$$

где y_1^0 и y_2^0 — координаты краев изображения образцового источника в плоскости приемника; y_1 и y_2 — координаты краев изображения исследуемого объекта.

Погрешность измерения силы излучения полупротяженного объекта с помощью радиометра, отградуированного по протяженному источнику, является частным случаем выражения (18)

$$\delta_{\beta}' = 1 - \frac{\beta_0'}{\beta} = 1 - \frac{\frac{1}{b} \int_0^b \bar{S}(y) dy}{\frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dx} \quad (18a)$$

В работе [1] указывалось, что в последнем случае погрешность измерений может достигать 100% и более в зависимости от размера и места расположения изображения измеряемого объекта в плоскости приемника. Однако эта погрешность может быть значительно снижена, если для градуировки радиометра применить образцовый полупротяженный источник (см. формулу (18)).

На рис. 1 представлены результаты расчета погрешности измерений полупротяженного объекта с помощью стандартного (среднего) болометра БСГ-2 длиной 2,4 мм при симметричном расположении измеряемого и образцового источников. Ширина образцового источника ($y_2^0 - y_1^0$) обозначена через Δy_0 , а ширина объекта ($y_2 - y_1$) — через Δy .

На рис. 2 представлен график изменения погрешности измерений при симметричном расположении образцового источника ($\Delta y_0 = 1,8$ мм) и асимметричном расположении измеряемого объекта (Δy), где y — положение середины изображения объекта ($\Delta y/2$) относительно оси болометра. Такую же, очевидно, картину можно получить и при асимметричном расположении образцового источника.

Из графиков видно, что требованию «ограниченной погрешности» (например, пятипроцентному интервалу) удовлетворяют лишь отдельные «зоны» размеров и перемещений изображения объекта в плоскости приемника, что достаточно наглядно иллюстрируется рис. 3, где заштрихованные прямоугольники показывают размеры объекта и образцового источника, а незаштрихованные — допустимые пределы перемещения объекта. Погрешность измерений — не более 5%. Зоны располагаются симметрично относительно оси болометра.

Из рисунка видно, что таких условий измерений можно добиться, если край объекта располагать на определенном расстоянии от края болометра, меняющегося в зависимости от размера объекта. Такое расположение изображено на рисунке штрих-пунктирной линией. Однако это практически неосуществимо.

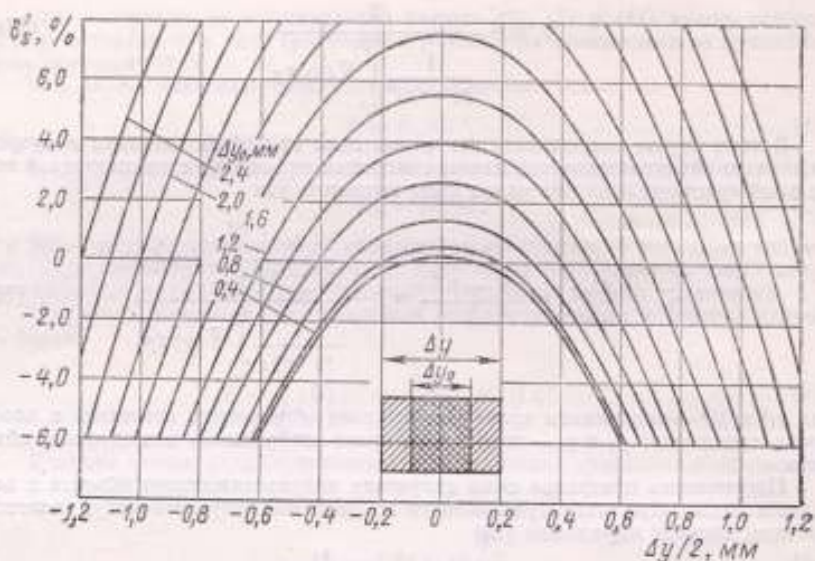


Рис. 1. Погрешность измерения силы излучения полупротяженного объекта при симметричном расположении измеряемого (Δy) и образцового (Δy_0) источников

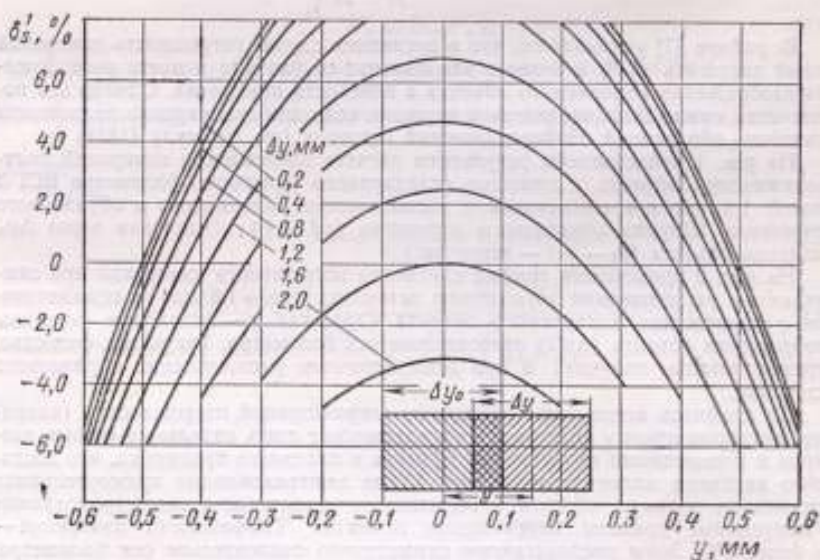


Рис. 2. Погрешность измерения силы излучения полупротяженного объекта при асимметричном расположении в поле зрения радиометра (образцовый источник шириной $\Delta y_0 = 1.8 \text{ mm}$ проектируется симметрично на середину болометра)

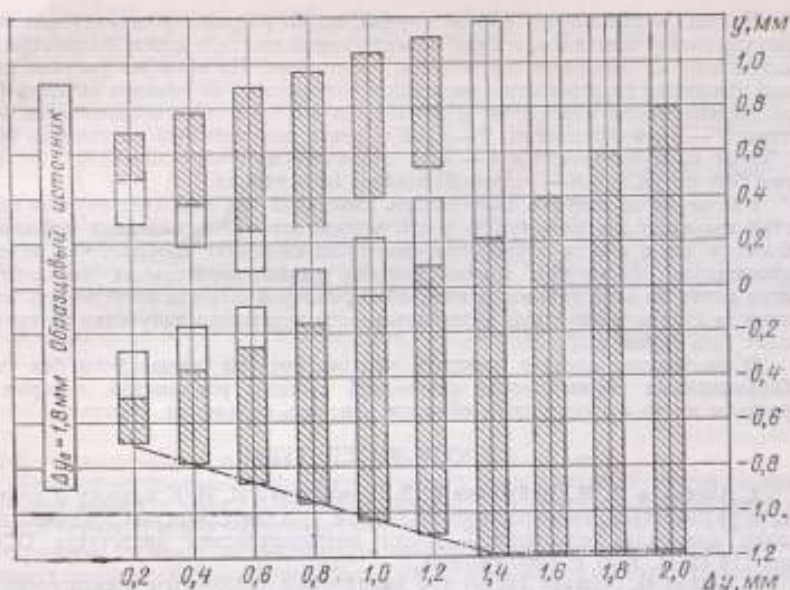


Рис. 3. Зоны расположения (Δy) полупротравленных объектов, в которых погрешность измерений не превышает 5%. (Ширина проекции образцового источника $\Delta y_0 = 1,8 \text{ мм}$)

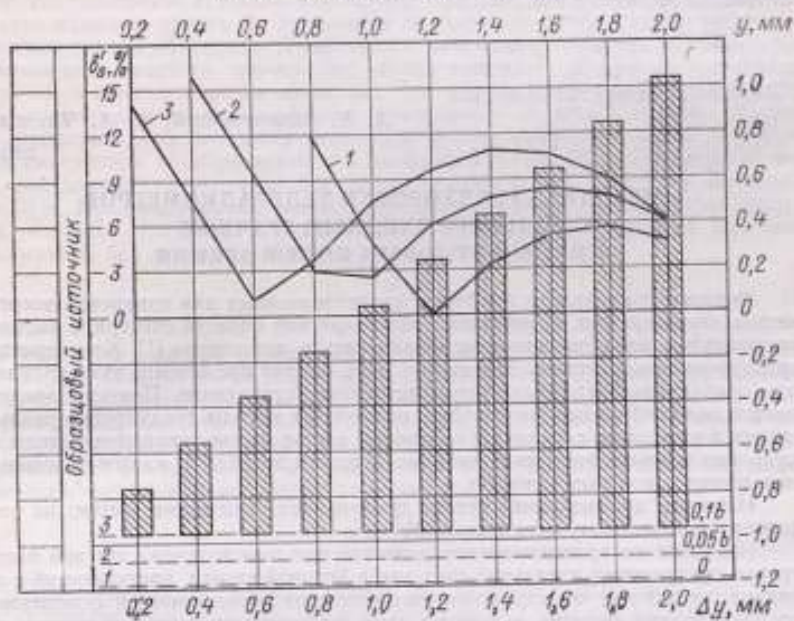


Рис. 4. Изменение погрешности измерений полупротравленных объектов различной ширины в зависимости от их расположения

На рис. 4 рассмотрен другой случай, когда радиометр отградуирован по протяженному источнику, а край объекта совмещается с краем болометра или расположен на некотором постоянном расстоянии. На этом же рисунке показано изменение погрешности измерений в зависимости от размера объекта (при его десятикратном изменении) и положения его края относительно края болометра: 1 — края совмещены, 2 — край объекта находится на расстоянии $0,05b$, (5%) от края болометра и 3 — край объекта — на расстоянии $0,1b$ (10%) от края болометра, где b — размер болометра по вертикали.

Как видно из рисунка, погрешность измерений для всех трех случаев имеет четко выраженный минимум и резко возрастает при измерениях небольших объектов. Но и в этом случае при некотором смещении изображения объекта относительно болометра можно достичь удовлетворительных результатов, когда почти во всем диапазоне изменения размеров объекта погрешность измерения за счет неоднородной чувствительности приемника излучения не превосходит 10% (кривая 3).

В заключение следует отметить, что все расчеты произведены без учета аберрационных характеристик оптической системы радиометра, которые на практике могут существенным образом изменить описанную картину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев И. М., Бабушкин В. В., Бондаренко Н. И. К вопросу о погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемной площадки приемника излучения. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 114 (174), 1970, с. 134—140 с ил.
2. Kelton G. Infrared Target and Background Radiometric Measurements—Concepts, Units and Techniques. „Infrared Physics“, 1963, v. 3, pp. 139—169
3. Лазарев А. И. Градуировка телерадиометров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 1, с. 10—13 с ил.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

УДК 535.214.4.089.6 : 681.7.067.223

А. К. Вишнеvский, В. А. Чистяков
вНИИМ

МЕТОДИКА ГРАДУИРОВКИ ТЕЛЕРАДИОМЕТРОВ С БОЛЬШИМ ВХОДНЫМ ЗРАЧКОМ И МАЛЫМ УГЛОВЫМ ПОЛЕМ ЗРЕНИЯ

Вопросы градуировки приборов, предназначенных для измерений энергетических характеристик источников в инфракрасной области спектра, в частности радиометров, неоднократно рассматривались в литературе [1]. Хотя принципы градуировки рассмотрены достаточно ясно, однако применение этих принципов при градуировке реальных систем встречает затруднение. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть возможные методы градуировки реальных систем в некоторых случаях. В настоящей статье рассматриваются методы градуировки телерадиометров с большим входным зрачком и малым угловым полем зрения в полевых условиях.

Известны два основных метода градуировки оптических систем: по точечному и протяженному источникам [2].

Несмотря на принципиальное различие они взаимозаменяемы при рассмотрении градуировки идеальной системы, в которой сигнал, поступающий с приемника, не зависит от характера распределения энергетической освещенности по полю зрения системы, а зависит лишь от величины лучистого потока, принимаемого системой в пределах телесного угла, ограниченного полем зрения системы. Реальные системы обладают неоднородной чувствительностью по

полю зрения [3], поэтому градуировка реальной системы по точечному и по протяженному источникам будет приводить к различным результатам.

Выбор метода градуировки зависит от назначения системы и требований, предъявляемых к точности измерений.

В таких системах, как телерадиометры, предназначенных для определения силы излучения точечных источников, удаленных на большое расстояние, входной зрачок имеет большой диаметр D , а угловое поле зрения $\Delta\varphi$ — малую величину. В этом случае при градуировке по точечному источнику возникают существенные затруднения, связанные с необходимостью устанавливать точечный источник перед радиометром на большом расстоянии. При градуировке по вынесенному источнику на приемник, находящийся в фокусе оптической системы, должны попадать только лучи, проходящие через входной зрачок оптической системы под углами, которые не превышают величину углового разрешения $\Delta\varphi$. Величина $\Delta\varphi$ будет зависеть от размера приемной площадки (или диафрагмы поля зрения). Поэтому при градуировке по точечному источнику должно выполняться следующее условие [1]:

$$\frac{D}{L} < \Delta\varphi, \quad (1)$$

где L — расстояние от радиометра до точечного источника.

Если объектив радиометра имеет диаметр входного зрачка 500 мм и угловое поле зрения 1 мрад, то, согласно условию (1), необходимо установить точечный источник перед радиометром на расстоянии более 500 м [1]. Проведение градуировки на таких расстояниях требует специально оборудованной измерительной трассы протяженностью более 500 м. При этом необходимо учитывать влияние атмосферы на трассе при градуировке.

Для проведения градуировки телерадиометра в полевых условиях можно предложить метод градуировки по точечному источнику, позволяющий существенно уменьшить расстояние до точечного источника. Из условия (1) следует, что расстояние L можно уменьшить, уменьшив действующее световое отверстие входного зрачка D . Это можно осуществить путем диафрагмирования входного зрачка объектива. Диафрагма с отверстием диаметра d помещается в плоскости входного зрачка так, чтобы отверстие диафрагмы находилось в той части входного зрачка объектива, где отсутствует экранирование какими-либо деталями, находящимися внутри оптической системы. Согласно условию (1) расстояние до точечного источника можно уменьшить в D/d раз. Если в рассмотренном примере применить диафрагму с отверстием диаметра 50 мм, то градуировку можно провести при расстояниях до точечного источника 60—70 м. При градуировке, когда радиометр работает с полностью открытым входным зрачком, необходимо знать отношение площадей световых отверстий N без диафрагмы $Q(D)$ и с диафрагмой $Q(d)$:

$$N = \frac{Q(D)}{Q(d)}. \quad (2)$$

Это отношение можно определить экспериментальным путем по точечному источнику с большой силой излучения, удаленному на расстояние, при котором заведомо выполняется условие (1). Однако при этом нет необходимости знать величину силы излучения источника и не требуется учитывать влияние атмосферного поглощения. Коэффициент N определяется отношением сигналов, измеренных без диафрагмы U_D и с диафрагмой U_d , при условии линейности приемно-регистрающей аппаратуры радиометра:

$$N = \frac{U_D}{U_d}. \quad (3)$$

Если градуировка телерадиометра по точечному источнику проводится с применением фильтров, выделяющих спектральные участки, соответствующие окнам прозрачности атмосферного спектра, то при расстояниях до источника 50—100 м влиянием атмосферы можно пренебречь.

В некоторых случаях телерадиометры с большим входным зрачком и малым угловым полем зрения применяются для измерения яркости или температуры удаленных протяженных объектов. В этих случаях градуировку телерадиометра целесообразно проводить по протяженному источнику. Градуировку телерадиометров, работающих по точечному источнику, также можно проводить по протяженному источнику, если известно распределение чувствительности по полю зрения радиометра [3].

При градуировке радиометров с большим входным зрачком по близко расположенному протяженному источнику или дистанционным методом по протяженному источнику [2] приходится применять источники с большой площадью излучающей поверхности, чтобы полностью перекрыть входной зрачок градуируемого радиометра. Протяженные источники больших размеров изготавливаются в виде шаровых моделей черных тел с большими отверстиями [4], многокамерных черных тел [5] или железных листов [6], нагреваемых электрическим током или жидким теплоносителем. Эти источники обладают существенными недостатками. Они очень громоздки, неудобны в эксплуатации из-за большой инерционности, требуют большой подводимой мощности, обладают погрешностями вследствие неравномерного нагрева излучающей поверхности и неточности в оценке коэффициента излучения поверхности, а при работе в полевых условиях подвержены влиянию конвективных потоков воздуха. В связи с этим представляется целесообразным заменить источник такого типа более совершенным источником, излучение которого эквивалентно излучению нагретой поверхности в угловых пределах, необходимых для проведения градуировки по протяженному источнику. Таким источником мог бы быть коллиматор, установленный в непосредственной близости от радиометра, при условии, что угол расхождения лучей коллиматора больше угла поля зрения радиометра [2]. Однако в полевых условиях энергетические характеристики коллиматора могут изменяться со временем, поэтому необходима его периодическая аттестация.

Аттестация коллиматора экспериментальным путем как источника практически не представляется возможной, поэтому в качестве источника градуировки целесообразно применить прожектор. Прожектор, в котором излучателем служит модель абсолютно черного тела, устанавливается перед радиометром на расстоянии L , которое должно превышать дистанцию формирования прожекторного луча L_0 :

$$L > \frac{f'D'}{d'} = L_0 \quad (4)$$

где f' — фокусное расстояние оптической системы прожектора; D' — диаметр выходного зрачка прожектора; d' — диаметр отверстия черного тела.

Угол расхождения пучка лучей прожектора, определяемый приближенно отношением d'/f' должен быть больше угла поля зрения радиометра, а диаметр выходного зрачка прожектора D' должен полностью перекрывать поле зрения радиометра, имеющего диаметр выходного зрачка D :

$$D' > D + L_0 \Delta\varphi \quad (4a)$$

При градуировке радиометра, параметры которого указаны в начале статьи, прожектор с углом расхождения лучей, например 20 мрад при установке его на расстоянии 50 м от радиометра должен иметь согласно условию (4 а) диаметр выходного зрачка не менее 550 мм. При этом выполняется также условие (4).

При использовании прожектора как источника для градуировки телерадиометра в полевых условиях целесообразно проводить его аттестацию на дистанции L , выбранной для градуировки. При этом нет необходимости при аттестации учитывать влияние атмосферы расчетным путем. Если аттестацию прожектора проводить непосредственно перед градуировкой, то поглощение в атмосфере не надо учитывать и при градуировке. Аттестацию прожектора на выбранной дистанции L можно осуществлять путем сравнения энергетической освещенности, создаваемой прожектором E_n на расстоянии $L > L_0$ с энергетиче-

ской освещенностью, создаваемой образцовым источником, $E_{обр}$, представляющим собой модель абсолютно черного тела с известной силой излучения $I_{обр}$. Для этого может служить вспомогательный радиометр с небольшим входным зрачком и угловым полем зрения, большим, чем угол расхождения лучей прожектора.

Вспомогательный радиометр располагается в месте установки градуируемого радиометра. Образцовое черное тело устанавливается перед вспомогательным радиометром на расстоянии $L_{обр}$, при котором выполняется условие (1). При этом энергетическая освещенность, создаваемая образцовым черным телом, $E_{обр}$ на входе вспомогательного радиометра, равна

$$E_{обр} = \tau_a(L_{обр}) \frac{I_{обр}}{L_{обр}^2}, \quad (5)$$

где $\tau_a(L_{обр})$ — пропускание атмосферы между вспомогательным радиометром и образцовым черным телом.

Следует отметить, что расстояние между вспомогательным радиометром и образцовым черным телом $L_{обр}$ много меньше дистанции L . Поэтому пропускание атмосферы на дистанции $L_{обр}$ в большинстве случаев может быть принято за единицу. Энергетическая освещенность, создаваемая прожектором, установленным на расстоянии L от вспомогательного радиометра, равна

$$E_n = \frac{\tau_a(L) \tau_n D'^2 B_{ч.т.}}{4L^2} = \frac{B_{эфф} \pi D'^2}{4L^2}, \quad (6)$$

где $\tau_a(L)$ — пропускание атмосферы на расстоянии L ; τ_n — пропускание прожектора, в котором учтено экранирование зеркала; $B_{ч.т.}$ — яркость черного тела в прожекторе.

Наводя последовательно вспомогательный радиометр на образцовое черное тело и на прожектор, можно определить энергетическую освещенность, создаваемую прожектором, E_n . Получив значение E_n , определим эффективную яркость прожектора, которая согласно (6) равна

$$B_{эфф} = E_n \frac{4L^2}{\pi D'^2}. \quad (7)$$

Прожектор с известной величиной $B_{эфф}$ позволяет проводить градуировку по энергетической яркости основного телерадиометра, установленного на расстоянии L от прожектора. Если в градуируемом телерадиометре используются фильтры, то такие же фильтры должны быть применены во вспомогательном радиометре при определении величины $B_{эфф}$. Следует иметь в виду, что при градуировке телерадиометров, у которых входной зрачок имеет в центральной части значительное экранирование (например, кассегреновские объективы), условие (4) для определения расстояния между радиометром и прожектором не является единственным. В этом случае необходимо удалять радиометр на расстояние, при которых в поле зрения радиометра попадали бы по возможности все участки прожектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазарев А. И. Градуировка телерадиометров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 1, с. 10—13.
2. Kelton G. Infrared target and background radiometric Measurements— concepts, units and techniques. — Infrared Physics*, 1963, No. 3, pp. 139—169.
3. Reed F. A. Methods of Determining the spatial response nonlinearities of radiometers. — Applied Optics*, 1970, vol. 9, No. 9, pp. 2130—2133.
4. Николаев С. М. Оптико-электронные радиометры космических аппаратов, М., «Машиностроение», 1971, 156 с. с ил.
5. Бузников А. А., Козырев Б. П. Многокамерное черное тело. — Известия ЛЭТИ, 1966, вып. 55, с. 17—22.

УДК 535.653.089.6

Л. Н. Жилинский, Л. М. Сумин, Е. Н. Юстова

ВНИИМ

СОЗДАНИЕ КОМПАРАТОРА ЦВЕТА НА БАЗЕ ЛЕЙКОМЕТРА ЦЕЙССА

С развитием отечественной промышленности возникла необходимость в измерении цвета как чувствительного показателя качества продукции. Для выполнения этих измерений применяются колориметры, спектрофотометры, компараторы цвета. Теоретические предпосылки [1] и опыт цветовых измерений показал, что в отношении точности и простоты измерений фотоэлектрические компараторы с набором стандартных образцов цвета предпочтительны перед трехцветными колориметрами и спектрофотометрами и особенно успешно могут применяться на производстве. К тому же изготовление компараторов цвета, по сравнению с изготовлением других цветоизмерительных приборов, технически значительно облегчено для предприятий приборостроительной промышленности по той причине, что в методе компарирования воспроизведение функций сложения цветов приемного устройства может осуществляться со значительно меньшей степенью точности, чем в фотоэлектрических трехцветных колориметрах.

В настоящее время количество выпускаемых компараторов цвета недостаточно для удовлетворения всех запросов промышленности. Восполнить их недостаток могут упрощенные спектрофотометры, если заменить в них зональные светофильтры колориметрическими. Так, лейкометр Цейсса [2], серийно выпускаемый в ГДР, представляет собой прибор такого типа, который целесообразно приспособить для цветовых измерений. Он обладает высокой чувствительностью (относительная погрешность измерений составляет $\frac{\Delta p}{p} 100\% = 0,1\%$, где p — коэффициент отражения), простотой и удобством измерений. Прибор имеет широкую фотометрическую шкалу для измерения отношения интенсивностей в пределах от 0 до 1 и поэтому, будучи приспособлен для точной оценки малых цветовых различий, может быть также использован для грубой оценки координат цвета.

Первая попытка перестройки лейкометра на компаратор цвета, закончившаяся расчетом колориметрических светофильтров к фирменным фотоэлементам, была предпринята в 1970 г. [3]. Но фирменный фотоэлемент оказался недостаточно чувствительным в длинноволновой области спектра, что не позволяло точно измерять координаты X . Поэтому представилось целесообразным заменить его более чувствительным фотоэлементом отечественного производства и соответственно подобрать к нему корригирующие светофильтры, приводящие кривую спектральной чувствительности к кривым сложения глаза.

В настоящей статье излагаются результаты проведенных исследований перестроенного лейкометра. Светофильтры были изготовлены из цветного оптического стекла отечественного производства. В измерительный пучок лейкометра были введены затенительные шторки, позволяющие производить измерения координат цвета темных образцов при больших отсчетах по шкале измерительного барабана, т. е. с точностью, с которой измеряются координаты цвета светлых образцов.

На рис. 1 представлены кривые спектральной чувствительности нового фотоэлемента (сплошная линия) марки Ф-13 и фирменного фотоэлемента лейкометра. С целью выбора фотоэлементов были исследованы спектральные чувствительности фотоэлементов марок Ф-22, Ф-25 и нескольких других экспе-

риментальных образцов. Оказалось, что в красной зоне спектра они менее чувствительны, чем фотозлемент Ф-13.

При выборе фотозлементов необходимо было учитывать также габариты, которые не должны превышать габаритов фирменных фотозлементов.

Условием правильной работы прибора является идентичность спектральной чувствительности фотозлементов, включенных в фотоэлектрическую схему, основанную на компенсации фототоков. Это условие по возможности было выполнено. На рис. 1 пунктиром показана кривая чувствительности парного фотозлемента, помещенного в пучок сравнения лейкометра.

В выполненных измерениях относительная спектральная чувствительность фотозлементов определялась с погрешностью $\frac{\Delta p(\lambda)}{p(\lambda)} = 0,5\%$, хотя си-

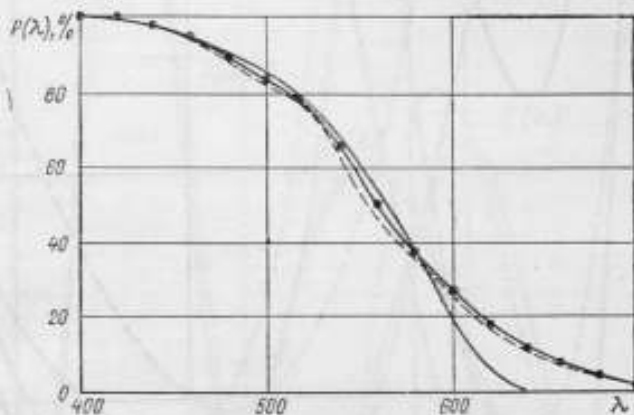


Рис. 1. Кривые спектральной чувствительности нового и фирменного фотозлементов
 — фирменный фотозлемент; - - - - - фотозлемент Ф-13

стематическая погрешность, содержащаяся в спектральной характеристике фотозлемента сравнения, могла достигать 10%. Как известно, величиной того же порядка характеризуются различия в кривых сложения крайних цветового зрения в группе нормальных наблюдений [4]. Поэтому можно предполагать, что такая погрешность не отразится на результатах измерения цветовых различий методом компарирования.

Для расчета корректирующих светофильтров были приняты функции сложения цветов системы XYZ МКО 1931 г. Вследствие трудностей воспроизведения кривой сложения $\bar{x}(\lambda)$ с двумя максимумами, было решено принять метод определения координаты \bar{x} , как для компаратора цвета «Эльрефо» [5], заключающийся в сложении результатов отсчета при светофильтре x , умноженных на определенный коэффициент, и результатов отсчета, полученных при светофильтре z .

По каталогу оптического стекла [6] были выбраны сорта стекол и их толщина, обеспечивающие с точностью до постоянных слагаемых, спектральные оптические плотности светофильтров, близкие к расчетным данным идеальных корректирующих светофильтров. Коэффициенты пропускания идеальных корректирующих светофильтров определялись по формулам:

$$\tau_x(\lambda) = \frac{\bar{x}(\lambda)}{P(\lambda)}; \quad \tau_y(\lambda) = \frac{\bar{y}(\lambda)}{P(\lambda)}; \quad \tau_z(\lambda) = \frac{\bar{z}(\lambda)}{P(\lambda)}$$

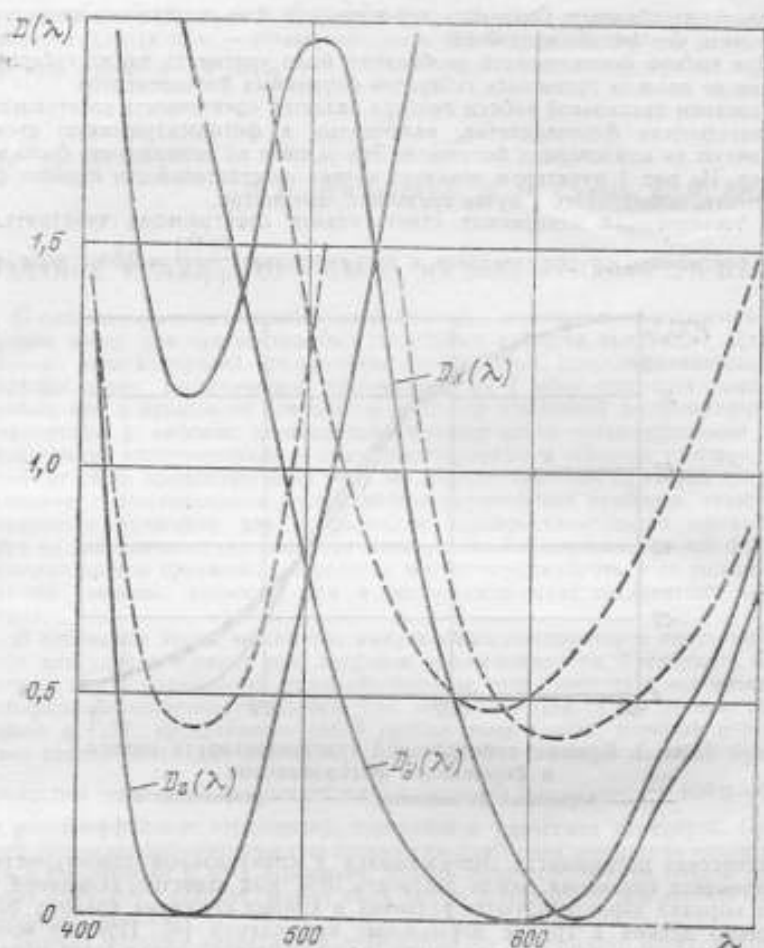


Рис. 2. Кривые оптических плотностей идеальных корректирующих фильтров и кривые, полученные при комбинациях стекол
 — теоретические; - - - - - воспроизведенные

Изготовленные корректирующие светофильтры x , y , z были составлены соответственно из следующих комбинаций цветных стекол:

ПС-8	толщиной	1 мм;	ОС-5	толщиной	3 мм;
СЗС-21	— » —	0,5 »	ЗС-8	— » —	1 »
ЖС-18	— » —	4 »	СЗС-21	— » —	0,5 »
			ЖС-3	толщиной	3 мм;
			СС-5	— » —	3 »
			СЗС-21	— » —	0,5 »

На рис. 2 представлены кривые оптических плотностей идеальных корректирующих светофильтров и кривые, полученные при указанных комбинациях цветных стекол.

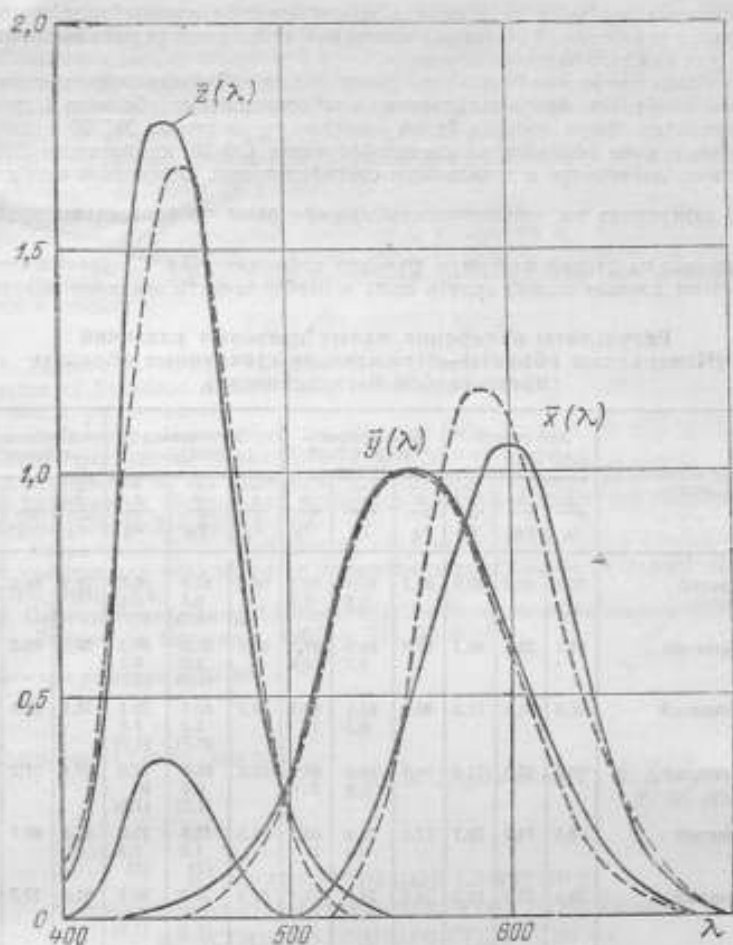


Рис. 3. Кривые сложения цветов при использовании фотоэлемента Ф-13 и стандартизированные:
 — теоретические; - - - воспроизведенные

Следует отметить, что при составлении комбинаций стекол, в особенности для светофильтра x , встретились серьезные затруднения из-за недостаточного разнообразия кривых пропускания стекол в каталоге. По этой причине более совершенный подбор кривых не представляется возможным.

На рис. 3 показаны кривые функции сложения цветов, полученные при использовании указанных сортов стекол в фотоэлементе Ф-13, и международно стандартизированные.

Учитывая, что прибор предназначается для измерения малых цветовых различий, можно полагать, что погрешность воспроизведения функций сложения цветов не будет влиять на результаты измерения координат цвета образцов, близких по спектральному составу к стандартному образцу. Так как проблема допусков на воспроизведение функций сложения цветов в объективных цвето-

измерительных приборах не решена в международном масштабе, то вопросы, связанные с точностью объективных измерений, приходится решать экспериментально для каждого частного случая.

В таблице приведены результаты измерения на лейкометре компараторе отношения координат цвета стандартных слабоокрашенных образцов I группы к координатам цвета образца белой поверхности из стекла МС-20 и данные измерения тех же образцов на спектрофотометре СФ-10, компараторе ЭКЦ-1 и обычном лейкометре с зональными светофильтрами. Отношения координат $\frac{x}{x_0}$ при измерениях на лейкометре-компараторе даны по показаниям прибора

без поправки на второй максимум функции сложения $\bar{x}(\lambda)$. Следует заметить, что по этим данным можно судить лишь о необходимости введения поправки.

**Результаты измерения малых цветовых различий
(Измеряемые объекты—отражающие стеклянные образцы
цвета слабой насыщенности)**

Номер образца, цвет	Лейкометр- компаратор			Спектрофото- метр СФ-10			Компаратор ЭКЦ-1			Зональный лейкометр		
	\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}	\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}	\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}	\bar{x}	\bar{y}	\bar{z}
	x_0	y_0	z_0	x_0	y_0	z_0	x_0	y_0	z_0	x_0	y_0	z_0
01, синеватый	81,1	82,7	89,5	80,7	82,1 0,6	89,1 0,4	80,0	82,0 0,8 (0,1)	90,0 0,6 (1)	79,9	84,6	90,1
02, голубоватый	83,1	86,1	89,1	82,8	86,3 0,2	88,3 0,9	82,0	85,0 1,3 (1,5)	89,4 0,3 (1,2)	79,9	89,5	89,4
03, зеленоватый	81,6	83,5	71,3	80,1	83,1 0,5	69,1 3	79,5	82,5 1,2 (0,7)	70,1 1,8 (1,3)	78,1	83,5	71,1
04, желтоватый	90,0	87,5	71,0	89,6	88,0 0,6	68,8 3	80,0	88,0 0,6 (1,2)	71,0 0 (1,8)	89,8	81,2	71,0
05, розоватый	78,1	74,1	70,1	77,5	73,8 0,4	68,8 2	78,5	75,5 1,8 (2)	71,0 1,2 (3)	81,6	69,7	71,4
06, сиреневый	79,7	77,7	81,3	74,5	78,4 0,9	79,4 2,5	80,0	79,0 1,7 (0,8)	80,4 1 (1,2)	81,5	77,7	81,3
Белый (МС-20)	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

Примечание. Индексом „0“ обозначен образец белой поверхности.

О средних различиях показаний лейкометра-компаратора, приборов СФ-10 и ЭКЦ-1 при определении координат \bar{y} и \bar{z} можно судить по приведенным в таблице подстрочным цифрам, которые представляют собой относительные разности соответствующих координат, выраженные в процентах. Эти значения лежат в пределах от 0,2 до 3%. По координате \bar{y} данные лейкометра-компаратора находятся в более близком соответствии с данными СФ-10, чем с данными компаратора ЭКЦ-1, для координаты \bar{z} наблюдается обратное. Кроме того, следует отметить, что у различных образцов относительная разность координаты \bar{y} имеет различный знак, чего не наблюдается для координаты \bar{z} . При измерениях на лейкометре-компараторе координата \bar{z} во всех случаях принимает более высокое значение.

В той же таблице в скобках приведены разности показаний приборов СФ-10 и ЭКЦ-1, характеризующиеся величинами того же порядка.

Сравнивая данные измерений на новом лейкометре-компараторе с данными измерений, полученными на зональном лейкометре, можно видеть, что при значительной разнице между координатами y и z (зеленый фильтр) они хорошо согласуются в отношении координат x и e (синий фильтр). Этого следовало ожидать, так как фирменный синий светофильтр в сочетании с фотоэлементом воспроизводит функцию сложения $x(\lambda)$.

В нашей стране во многих отраслях промышленности используются лейкометры Цейсса. Для того чтобы результаты измерений на лейкометрах, предназначенных для цветового контроля, отвечали зрительным оценкам, целесообразно произвести замену фотоэлементов и светофильтров, как это рекомендуется в статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Justova E. N. and Nikitina N. M. The Problem of Metamerism and Selection of Standard Colour Samples for a Comparator. — „Metrologia“, 1973, v. 9, No. 1, pp. 8—13, III.
2. Лейкометр. Инструкция по эксплуатации. Каталог № 32-6625-В, ГДР. Народное предприятие «Карл Цейсс», 1961. 36 с.
3. Калинин Н. И., Курицкий А. Л., Панова И. Н., Юстова Е. Н. Применение лейкометра Цейсса для измерения белизны бумаги. — «Измерительная техника», 1970, № 2, с 61—62 с ил.
4. Сперанская Н. И. Трехцветные координаты излучений равноэнергетического спектра для нормальных и аномальных трихроматов. Автореф. дисс. Л., ВНИИМ, 1961, 13 с.
5. Gebrauchsanleitung Lichtelektrisches Remissionsphotometer ELREPHO, Opton, Printed in Germany, 1964, s. 425, 14 Bild.

Поступила в редакцию 20/VI 1973 г.

УДК 535.346 : 1.1.089.6 : 666.263

И. Б. Бердников, Г. В. Покровская,
Е. Н. Юстова
ВНИИМ

МЕЖЛАБОРАТОРНЫЕ СЛИЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ПЛАСТИН МОЛОЧНОГО СТЕКЛА МС-14

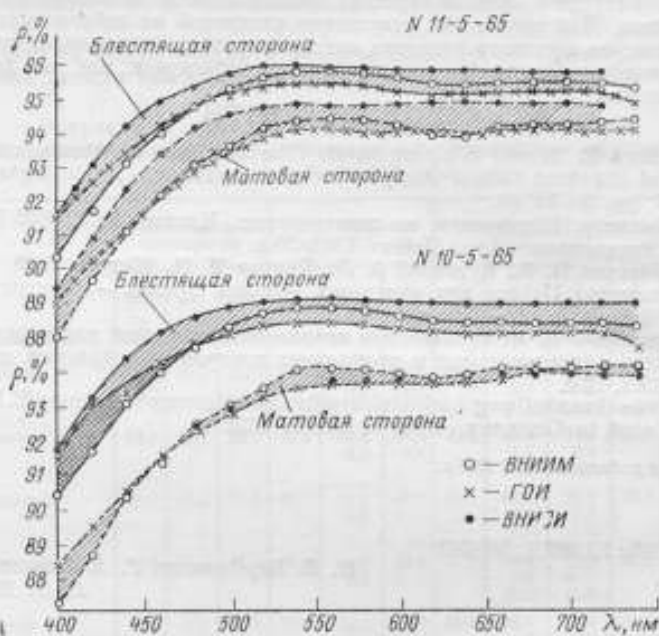
Образец белой поверхности составляет основу спектрофотометрии и колориметрии отражающих предметов.

В 1955 г. по международному соглашению [1] вместо окиси магния был принят в качестве эталона белой поверхности абсолютный диффузор. В связи с этим возник вопрос об аттестации абсолютным методом по спектру образцового набора белых пластин.

Для аттестации использовалось разработанное в ГОИ молочное стекло марки МС-14 [2], обладающее высокой и неизменной во времени отражающей способностью. Из этого стекла во ВНИИМ был изготовлен набор пластин с полированными и матированными поверхностями, спектральный коэффициент отражения которых был измерен на образцовом спектрофотометре СФ-10 методом шара Тейлора [3]. Начиная с 1964 г., набор пластин стал служить основой для аттестации промышленных белых и цветных образцов.

Особенностью абсолютных спектрофотометрических измерений является то, что они требуют не только строгого соблюдения условий измерения, но и спецификации измерительной установки. Между тем сама эта спецификация в международном масштабе не установлена. Вследствие этого исследователи,

используя один и тот же метод, получают различные результаты [4—11]. Для того чтобы получить представление о характере и величине расхождения результатов измерений разных лабораторий, постоянной колориметрической комиссией ВНИИМ было принято решение провести межлабораторные сличения результатов абсолютных измерений, выполненных лабораториями ВНИИМ, ГОИ и ВНИСИ. На сличении ВНИИМ представил два образца белой поверхности из молочного стекла МС-14. Каждый образец представлял собой диск диаметром 55 мм толщиной 7 мм. Одна сторона диска была зеркально отполирована, другая матирована. Измерялись все четыре поверхности.



Кривые спектральных коэффициентов отражения матированных и полированных поверхностей

Все лаборатории пользовались методом шара Тейлора. В ГОИ измерения производились на спектрофотометре СФ-2, который, как известно, является прототипом прибора СФ-10 с тем отличием, что его фотометрический шар имеет несколько другую конструкцию и габариты. Во ВНИСИ измерения выполнялись на спектрофотометрической установке, созданной на основе спектрографа ИСП-51 [12]. Во всех случаях при измерении коэффициента отражения полированных поверхностей зеркальная составляющая не исключалась.

На рисунке графически представлены результаты спектрофотометрических измерений коэффициентов отражения матированных и полированных поверхностей двух образцов №№ 10-5-65 и 11-5-65. Области расхождения результатов для каждой из четырех поверхностей отмечены штриховкой. В таблице даны результаты расчета координат цвета и цветности тех же поверхностей по спектрофотометрическим значениям в системе координат XYZ для источника С₁₉₆₁ по ГОСТ 7721-61*.

* ГОСТ 7721-61. Источники освещения, применяемые при измерениях цвета несамосветящихся объектов, 1961.

Координаты цвета и цветности образцов белой поверхности
из молочного стекла МС-14 при источнике света S_{1961}

Организация	\bar{x}	$\bar{y} = \rho, \%$	\bar{z}	x	y
Образец № 10-5-65 (Блестящая сторона)					
ВНИСИ	92,7	96,1	105,8	0,3147	0,3262
ГОИ	91,8	95,3	104,8	0,3145	0,3265
ВНИИМ	92,2	95,7	104,4	0,3154	0,3274
(Матовая сторона)					
ВНИСИ	90,2	93,6	101,7	0,3159	0,3278
ГОИ	90,1	93,5	101,7	0,3158	0,3277
ВНИИМ	90,3	93,8	101,6	0,3161	0,3283
Образец № 11-5-65 (Блестящая сторона)					
ВНИСИ	92,5	95,9	105,5	0,3147	0,3263
ГОИ	91,9	95,3	104,8	0,3147	0,3264
ВНИИМ	92,2	95,7	104,4	0,3154	0,3274
(Матовая сторона)					
ВНИСИ	91,4	94,8	103,7	0,3153	0,3270
ГОИ	90,5	93,9	102,4	0,3155	0,3274
ВНИИМ	90,7	94,2	102,4	0,3156	0,3279

Следует отметить, что для каждой из четырех поверхностей максимальные различия спектрального коэффициента отражения, по данным измерений трех лабораторий, составляют величину порядка 1%. Причем каждый ряд данных имеет характерные особенности. Для блестящих поверхностей в интервале длин волн от 500 до 740 нм данные ВНИИМ превышают данные ГОИ в среднем на 0,3% и примерно на ту же величину ниже данных ВНИСИ, т. е. занимают среднее положение. В коротковолновой части спектра от 400 до 480 нм данные ВНИИМ занимают крайнее нижнее положение, а данные ГОИ и ВНИСИ сближаются и при длине волны 400 нм совпадают.

Таким образом, кривые ВНИИМ являются наиболее селективными, а кривые ГОИ — наименее селективными.

Такой характер кривых сохраняется и для матовых поверхностей, с тем лишь отличием, что в области длин волн от 600 до 740 нм данные ГОИ и ВНИИМ практически совпадают. Кривые же ВНИСИ во всех случаях занимают крайнее верхнее положение и только для матовой поверхности образца № 10-5-65 наблюдается полное совпадение с данными ГОИ, т. е. при измерении матовых образцов нарушается внутренняя сходимость результатов ВНИСИ.

По общему фотометрическому коэффициенту отражения $\bar{y} = \rho$ % (см. таблицу) данные ВНИИМ для всех четырех испытуемых поверхностей отличаются от данных ГОИ в среднем на +0,3% и на ту же величину, но с обратным знаком, отличаются от данных ВНИСИ. Для матовых поверхностей данные ВНИИМ и ВНИСИ различаются, кроме того, и знаками: +0,2% для образца № 10-5-65 и -0,6% для образца № 11-5-65.

По координатам цветности данные ГОИ совпадают в пределах погрешности 0,0001—0,0004 с данными ВНИСИ. Результаты ВНИИМ отличаются от них более значительно, и для блестящих поверхностей это различие, обусловленное более селективным поглощением в синей зоне спектра, составляет величину порядка 0,001.

Полученные расхождения в спектральных коэффициентах отражения меньше расхождений, приведенных в литературе [4—11] при измерениях в шаре Тейлора коэффициентов отражения химически чистых веществ — окиси магния и сернистого бария. В этих исследованиях расхождения результатов обусловлены как индивидуальными особенностями измерительных установок, так и нестабильностью измеряемых поверхностей. Поскольку в измерениях были использованы невзвешенные образцы молочного стекла ГОИ, наблюдаемые расхождения следует целиком относить за счет особенностей измерительных установок трех лабораторий.

В заключение можно сказать, что все три ряда данных вполне удовлетворительно согласуются между собой в пределах возможных погрешностей абсолютных спектральных измерений порядка 1—2%, и это позволяет считать их надежными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barbrow L. E. Report of Zürich meeting of the International Commission on Illumination. „JOSA“, 1955, v. 45, № 10, pp. 894—898.
2. Войшвилло Н. А. Спектрофотометрические и фотометрические характеристики молочных стекол МС-14. — «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, вып. 3, с. 443—445 с ил.
3. Юстова Е. Н., Иванова И. С., Покровская Г. В. Образцы белой поверхности для колориметрии и спектрофотометрии. «Измерительная техника» 1966, № 8, с. 18—21, с ил.
4. Prist I. and Riley I. The selective reflectance of magnesium oxide. „JOSA“, 1930, v. 20, № 4, pp. 156—157.
5. Taylor A. Photometric test plates. „Proc. Phys. Soc.“, 1937, v. 49, № 271, pp. 105—111, ill.
6. Benford T., Lloyd G. and Schwarz S. Coefficients of reflection of magnesium oxide and magnesium carbonate. „JOSA“, 1948, v. 38, № 5, pp. 445—447, ill.
7. Middleton W. E. and Sanders C. L. Absolute spectral diffuse reflectance of magnesium oxide. „JOSA“, 1951, v. 42, pp. 419—420.
8. Preston J. and Gordon-Smith G. A new determination of the luminance factor of magnesium oxide. „Proc. Phys. Soc.“, 1952, № 385 B, pp. 76—81, ill.
9. Gordon-Smith G. The spectral reflection characteristics of a smoked magnesium oxide surface. „Proc. Phys. Soc.“, 1952, v. 65, № 338B, pp. 275—280, ill.
10. Tellex P. and Waldron J. Reflectance of magnesium oxide. „JOSA“, 1955, v. 45, № 1, pp. 19—22, ill.
11. Budde W. Standards of reflectance. „JOSA“, 1960, v. 50, № 3, pp. 217—221, ill.
12. Рымов А. И. Приставка к спектрографу ИСП-51 для измерения спектральных коэффициентов отражения. — «Светотехника», 1963, № 2, с. 10—14 с ил.

Поступила в редакцию 6/V 1975 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Т. А. Несслер, И. Ш. Эцин. Двухлучевой поляризационный интерферометр	3
И. Г. Макарова, Т. А. Несслер, И. Ш. Эцин. Юстировка апохроматического клинового компенсатора	6
Т. Ф. Фрудко. Интерференционные устройства для измерения длины электродов расчетных конденсаторов	9
А. Л. Брикс. Абсолютные интерференционные методы измерения показателя преломления твердых тел	14
А. М. Мужиху, Г. И. Страхун, Н. А. Мицевич, А. А. Ковалев. Исследование образцового автоматического дивотриметра для исходных измерений рефракции сферических линз	19
А. И. Карташев, К. С. Ошанина. Проектор для установок совмещения	25
М. А. Карабегов, Л. В. Налбандов, С. А. Хуришудян. Исследование автоматических оптико-аналитических приборов контроля состава жидкостей в динамическом режиме	28
Ю. Г. Захаренко, В. П. Капранов, В. Е. Привалов. Влияние колебаний в разряде на частоту межмодовых биеений He-Ne-лазера, работающего в двухмодовом режиме	35
В. Г. Воробьев, М. А. Круглякова. Методика определения погрешностей, обусловленных рассеянным излучением в ИК-спектрофотометрах	37
В. Г. Воробьев, Т. Г. Гончар. Метод контроля отрезающих фильтров в спектрофотометрах	40
И. Р. Батарчукова, А. Г. Лапин. Определение аппаратной функции спектрофотометра в видимой области спектра	44
А. Б. Иоаннисани, В. И. Лагутин, А. Г. Лапин, Н. С. Москалева. Основные погрешности УВИ-спектрофотометров	50
И. Н. Григорович, Г. Н. Кирьянова, Е. Н. Никонова. Исследование нейтральных стеклянных светофильтров	56
С. Р. Осмоловский, В. А. Чистяков. Прибор для измерения излучательной способности твердых тел при комнатной температуре РИИС-1	58
В. Е. Карташевская, Л. Ф. Литвинова. Метод установки приемников излучения на светомерной скамье	61
Т. Е. Вылегжанина, Г. А. Масляков. Фотометр для измерения яркости морской воды	64
Т. Е. Вылегжанина, Г. А. Масляков. Градуировка фотометра-яркомера и определение его погрешности	67
В. В. Бабушкин, Е. Ф. Демидов, Л. Ф. Караванова, И. Г. Ртолов. Метод измерения силы теплового излучения протяженных объектов	71
В. В. Бабушкин. Поэлементное определение силы излучения протяженных источников	76
В. В. Бабушкин. Снижение погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемника	82
А. К. Вишиновский, В. А. Чистяков. Методика градуировки телерадиометров с большим входным зрачком и малым угловым полем зрения	88
Л. Н. Жилинский, Л. М. Сумин, Е. Н. Юстова. Создание компаратора цвета на базе лейкометра Цейсса	92
Н. Б. Бердникова, Г. В. Покровская, Е. Н. Юстова. Межлабораторные сличения спектральных коэффициентов отражения пластины молочного стекла МС-14	97
Рефераты публикуемых статей	102

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 535.512 + 531.715.15

Двухлучевой поляризационный интерферометр. Несслер Т. А., Эдиз И. Ш. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 3—6.

Описывается устройство нового поляризационного интерферометра, на выходе которого световые колебания складываются с противоположными направлениями круговой поляризации.

Приводятся результаты экспериментального исследования интерферометра.

Показано, что при визуальной оценке яркости поля зрения можно получить среднюю квадратическую погрешность определения дробной части порядка интерференции 0,012.

Ил. 2. Библи. 4.

УДК 535.854 + 535.413

Юстировка ахроматического клиновидного компенсатора. Макарова И. Г., Несслер Т. А., Эдиз И. Ш. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 6—9.

Описывается методика юстировки ахроматического компенсатора в интерферометре типа Майкельсона с пределами измерения разности хода до 1 мм.

Показано, что разработанная методика упрощает сложный процесс юстировки компенсатора и может быть принята за основу при разработке методики юстировки компенсатора, применяемого в других двухлучевых интерферометрах.

Ил. 2. Библи. 4.

УДК 531.715.1.621.317.738

Интерференционные устройства для измерения длины электродов расчетных конденсаторов. Фрундо Т. Ф. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 9—14.

Дается обзор интерференционных устройств для измерения перемещений экранирующего электрода в расчетных конденсаторах. Описывается разработанное во ВНИИМ интерференционное устройство, основанное на применении полос переадресации.

Ил. 4. Библи. 15.

УДК 535.323

Абсолютные интерференционные методы измерения показателя преломления твердых тел. Брике А. Л. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 14—19.

Рассмотрены точные абсолютные интерференционные методы измерения показателя преломления твердых тел. Даны рекомендации по выбору методов для высокоточных измерений показателя преломления твердых тел. Предложен метод измерения показателя преломления твердых образцов в виде плоскопараллельных пластин, покрытых полупрозрачным слоем.

Ил. 2. Библи. 15.

Исследование образцового автоматического диоптриметра для исходных измерений рефракции сферических линз. Мумяну А. М., Стракун Г. И., Мпцевич Н. А., Ковалев А. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 19—25.

Излагаются результаты исследования образцового автоматического диоптриметра, предназначенного для исходных измерений в диоптриях вершинной оптической силы линз (вершинной рефракции). Экспериментальное исследование взаимодействия всех четырех следящих систем прибора проводилось в сочетании с теоретическим исследованием погрешностей, обусловленных этими системами, оптической и механической частью прибора, и общей погрешности измерения вершинной рефракции неастигматических (сферических) линз.

Показано, что погрешность измерения не превышает 0,1 диоптр, что обеспечивает возможность аттестации образцовых линз для проверки серийных визуальных диоптриметров и выполнение других особо точных измерений рефракции.

Табл. 3. Ил. 2. Библ. 5.

Проектор для установок совмещения. Карташев А. И., Ошанин К. С. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 26—28.

Описывается принцип действия, оптическая схема и конструкция нового проектора, созданного для контроля совмещения рисунков фотошаблона и полупроводниковой структуры в процессе производства интегральных схем.

Рассматриваются свойства проектора, выгодно отличающие его от ранее созданных для этих же целей оптических систем.

Табл. 1. Ил. 1.

Исследование автоматических оптико-аналитических приборов контроля состава жидкостей в динамическом режиме. Карабетов М. А., Налбандов Л. В., Хуршудян С. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 28—35.

На основе метода математического моделирования рассмотрена структура автоматических оптических (фотометрических и рефрактометрических) анализаторов жидкости. На примере рефрактометра проанализированы различные модели конечных преобразователей, определены условия их применения, исследованы передаточные функции «температурной» ошибки.

Получены инженерные формулы, позволяющие определить передаточную функцию по конструктивным параметрам конечного преобразователя или осуществить расчет преобразователя на заданные динамические характеристики.

Ил. 1. Библ. 7.

Влияние колебаний в разряде на частоту межмодовых биений He-Ne-лазера, работающего в двухмодовом режиме. Захаренко Ю. Г., Каприданов В. П., Привалов В. Е. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 35—37.

Исследуется влияние колебаний и изменения тока разряда на частоту межмодовых биений He-Ne-лазера в режиме генерации двух частот.

Для исследования влияния колебаний использовался метод сравнения частотного интервала между продольными модами с радиочастотой эталонного генератора.

Ил. 2. Библ. 6.

Методика определения погрешностей, обусловленных рассеянным излучением в ИК-спектрофотометрах. Воробьев В. Г., Круглякова М. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 37—39.

Предлагается простая методика определения и учета погрешностей, обусловленных рассеянным светом в ИК-спектрофотометрах с призматическими монохроматорами. Приведен пример повышения точности измерения спектральных коэффициентов пропускания при учете погрешностей.

Ил. 1. Библ. 3. Табл. 2.

Метод контроля отрезающих фильтров в спектрофотометрах. Воробьев В. Г., Гойчар Т. Г. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 40—44.

Предложен метод контроля спектральных характеристик отрезающих фильтров дифракционных спектральных приборов. Рассмотрены вопросы нахождения и учета мешающего излучения высших порядков дифракции при проведении количественных измерений. Табл. 1. Ил. 3. Библ. 3.

Определение аппаратной функции спектрофотометра в видимой области спектра. Батаржукова Н. Р., Лазин А. Г. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 44—50.

Описываются методы экспериментального определения аппаратной функции спектрофотометров и спектрометров с автоматической регистрацией спектра. Описан способ определения полуширины аппаратной функции спектрофотометра в видимой области спектра при использовании различных источников квазимонохроматического излучения.

Рассмотрено влияние условий освещения входной щели прибора на полуширину аппаратной функции.

Табл. 1. Ил. 3. Библ. 37.

Основные погрешности УВИ-спектрофотометров. Подписискини А. Б., Лагутич В. И., Лазин А. Г., Москалева Н. С. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 50—55.

Рассматриваются погрешности измерения коэффициентов пропускания при измерениях на УВИ-спектрофотометрах.

Табл. 2. Библ. 29.

Исследование нейтральных стеклянных светофильтров. Никольцова Е. И., Григорович И. Н., Кирьянова Г. Н. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 56—58.

Приводятся результаты сличения фотометрической и спектрофотометрической установок ВИНМ с помощью образцовых нейтральных стеклянных светофильтров с номинальными значениями коэффициентов пропускания 0,9; 0,5; 0,2; 0,08; 0,04; 0,02.

Дано краткое описание случаев установок. Значения общих коэффициентов пропускания, полученные на фотометрической установке, согласуются в пределах погрешности измерения со значениями, полученными расчетным путем на основе спектрофотометрических измерений.

Табл. 1.

Прибор для измерения излучательной способности твердых тел при комнатной температуре РИС-1. Осмоловский С. Р., Чистяков В. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 58—61.

Описывается прибор для измерения излучательной способности твердых тел при комнатной температуре, работающий как и интегральном, так и в определенных спектральных диапазонах. Прибор предназначен для экспресс-анализа большой партии образцов в лабораторных и производственных условиях.

Ил. 1. Библ. 2.

Метод установки приемников излучения на световой скамье. Карташера В. Е., Литвинова Л. Ф. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 61—64.

Описывается новый метод установки приемников излучения на оптической скамье и методика измерения расстояния между приемником и источником излучения с помощью созданного измерителя расстояний.

Ил. 1. Библ. 5.

Фотометр для измерения яркости морской воды. Вылегжанина Т. Е., Масляков Г. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 64—67.

Дается краткий анализ методов и аппаратуры для измерения яркости морской воды. Описана конструкция и принцип действия разработанного прибора. Предложена оригинальная схема защиты приемника от больших световых потоков.
Ил. 2. Библи. 4.

УДК 551.463.535

Градуйровка фотометра-яркомера и определение его погрешности. Вылегжанина Т. Е., Масляков Г. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 67—71.

Описана методика градуйровки фотометра, приведены расчетные формулы и дан анализ погрешностей градуйровки. Предложена методика обработки данных градуйровки, позволяющая существенно понизить погрешность фотометра.
Ил. 2. Библи. 4.

УДК 535.214.4.089.6

Метод измерения силы теплового излучения протяженных объектов. Бабушкин В. В., Демидов Е. Ф., Караваева Л. Ф., Риполов И. Г. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 71—76.

Описывается метод измерения контрастной силы излучения полупротяженного объекта посредством линейного сканирования. Рассматриваются особенности градуйровки спектрорадиометров, предназначенных для указанной цели, по удаленному точечному и близко расположенному протяженному образцовым источникам. Анализируются составляющие погрешности измерений.

Ил. 1. Библи. 5.

УДК 535.214.4.088.6

Позиментное определение силы излучения протяженных источников. Бабушкин В. В. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 76—82.

Описываются два метода измерения силы излучения протяженных источников с помощью сканирующего радиометра. Первый метод предусматривает интегрирование диаграммы записи, второй — введение поправки на расстояние до источника излучения. Дается анализ погрешностей, возникающих при применении второго метода и рекомендации по выбору характеристик измерительной аппаратуры.

Ил. 2. Библи. 4.

УДК 535.214.4.088

Снижение погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемника. Бабушкин В. В. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 82—88.

Выводится выражение для расчета погрешности измерений силы излучения полупротяженного источника с помощью радиометра, имеющего неоднородную чувствительность приемной площадки. Показано, что при определенных условиях наведения на объект погрешности измерений могут быть значительно снижены даже в случае градуйровки радиометра по протяженному источнику постоянной яркости.

Ил. 4. Библи. 3.

УДК 535.214.4.089.6 : 681.7.067.223

Методика градуйровки телерадиометров с большим входным зрачком и малым угловым полем зрения. Вишневский А. К., Чистяков В. А. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 88—92.

Рассмотрены методы градуйровки телерадиометров в полевых условиях по точечному и протяженному источникам. В качестве источника для градуйровки применен проектор инфракрасного диапазона спектра.
Библи. 6.

Создание компаратора цвета на базе лейкометра Цейсса. Жилинский Л. Н., Сумин Л. М., Юстова Е. Н. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 92—97.

Описывается компаратор цвета, осуществленный на базе лейкометра фирмы Цейсс. Приводятся данные измерений спектральной чувствительности отечественных фотоэлементов Ф-13, Ф-22, Ф-25 и др. Сравниваются результаты измерений, выполненных с помощью лейкометра-компаратора, спектрофотометра СФ-10, компаратора ЭКЦ-1 и зонального лейкометра Цейсса.

Обосновываются преимущества измерения цвета при помощи компараторов, снабженных набором стандартных образцов цвета.

Табл. 1. Ил. 3. Библ. 5.

Межлабораторные сличения спектральных коэффициентов отражения пластин молочного стекла МС-14. Бердников И. Б., Покровский Г. В., Юстова Е. Н. — «Исследования в области оптических и световых измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976, с. 97—100.

Приводятся результаты сличения спектральных коэффициентов отражения образцов белой поверхности по измерениям на спектрофотометрах ВНИИМ, ГОИ и ВНИСИ абсолютным методом шара Теблора.

В качестве отражающих образцов применялись молочные стекла марки МС-14 с полированными и матированными поверхностями. Результаты измерений согласовывались в пределах 1—2%.

Табл. 1. Ил. 1. Библ. 12.



ИЗДАТЕЛЬСТВО

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКИХ
И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 193 (253)

Редактор *Г. А. Мигарчук*

Технический редактор *В. И. Ботиков*

Корректор *И. Л. Перескокова*

Сдано в набор 11/III 1976 г. Подписано к печати 28/VI 1976 г.
М-30332. Формат 60x90^{1/16}. Бумага типографская № 3.
Печ. л. 6,75. Уч.-изд. л. 8,95. Тираж 1000. Заказ № 145.
Цена 90 коп.

Ленинградское отделение издательства «Энергия».
192041, Ленинград, Марсово поле, 1.

Типография Всесоюзного научно-исследовательского института
гидротехники им. Б. Е. Веденеева, 195220, Ленинград,
Гжатская ул., 21.



Издательство „ЭНЕРГИЯ“

ГОТОВЯТСЯ К ИЗДАНИЮ СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ
СЕРИИ «БИБЛИОТЕКА ПО АВТОМАТИКЕ»

Березин С. Я., Каратаев О. Г. Корреляционные измерительные устройства в автоматике. 7 л. с ил. 49 к.
План 1976 г., № 112.

Грошев А. А., Сергеев В. Б. Устройства отображения информации на основе жидких кристаллов. 6 л. с ил. 42 к.
План 1976 г., № 115.

Гудонавичюс А. В., Кемешис П. П., Читавичюс А. Б. Распознавание речевых сигналов по их структурным свойствам. 5 л. с ил. 35 к.
План 1976 г., № 117.

Пальтов И. П. Нелинейные методы исследования автоматических систем. 7 л. с ил. 35 к.
План 1976 г., № 128.

С подробными аннотациями на эти книги можно познакомиться в первой части плана выпуска литературы издательства «Энергия» на 1976 год.

Предварительные заказы принимаются всеми магазинами, имеющими отдел технической книги.

Заказы можно также направлять по адресу:
196066, Ленинград, М-66, Московский пр.,
магазин № 92 Ленкниги «Энергия»,
отдел «Книга—почтой»

11000 100 10000

Цена 90 коп.