

А. Ф. БЕССОНОВ, Л. Н. ДЕРЮГИН, В. А. КОМОЦКИЙ
(Москва)

ИЗМЕРЕНИЕ ФАЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ОПОРНОЙ РЕШЕТКОЙ

Измерение фазовых распределений поверхностных акустических волн (ПАВ) представляет интерес как при исследовании явлений дифракции, так и при конструировании устройств на ПАВ. Рассматриваемый метод основывается на принципе оптического зондирования ПАВ с использованием стационарных опорных дифракционных решеток (СОР), разработанным в [1—4]. На пути ПАВ с длиной волны Λ , скоростью V и частотой F располагается СОР с периодом $l = \Lambda$ (рис. 1), на которую направляется узкий пучок света с длиной волны λ и мощностью P_0 . В результате дифракции на СОР и решетке, создаваемой ПАВ, мощность света в дифракционных порядках с номерами i ($i=0; \pm 1$) оказывается промодулированной с частотой F . Амплитуда колебаний мощности

$$P_i^{(F)} = k_i^{(F)} P_0 \Delta \Phi_a,$$

где $k_i^{(F)}$ — коэффициент преобразования, зависящий от вида и формы СОР [2]; $\Delta \Phi_a$ — амплитуда пространственной модуляции фазы оптической волны.

В схеме с отражением от металлизированной поверхности

$$\Delta \Phi_a = (4\pi/\lambda) \Delta h,$$

где Δh — амплитуда гофра ПАВ. Ток фотодетектора, помещенного в один из порядков дифракции, имеет переменную составляющую $I_{\Phi}^{(F)} = I_0^{(F)} \cos(2\pi Ft + \varphi_I)$ с амплитудой $I_0^{(F)} \propto \Delta h$.

Фазовый сдвиг выходного тока φ_I в данной схеме зависит от относительного положения линий равной фазы ПАВ и линий опорной решетки на плоскости, и в случае, если эти линии не совпадают, φ_I является функцией координат. Покажем это на примере частного случая, когда СОР и ПАВ имеют прямоугольные волновые фронты (рис. 2). Если волновые векторы стационарной решетки (\mathbf{k}_c) и ПАВ (\mathbf{k}_a) равны ($\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_a$), то, как видно из рис. 2, а, фазовый сдвиг φ_I не зависит от координат, а фазу выходного тока можно определить как $\varphi(t) = \Theta_c - \Theta_a(t)$, где Θ_c — пространственная фаза СОР, а $\Theta_a(t)$ — пространственная фаза ПАВ. Если же волновые векторы \mathbf{k}_c и \mathbf{k}_a не параллельны (рис. 2, б), то величина фазового сдвига, а следовательно, и фаза выходного тока будут зависеть от координат точки зондирования:

$$\varphi(x, y, t) = 2\pi Ft + \varphi_I(x, y) = \Theta_c(x, y) - \Theta_a(x, y, t) = \Delta\Theta(x, y, t).$$

Измеряя разность фаз между сигналом с выхода фотодетектора и опорным сигналом с фазой $\varphi_{оп} = 2\pi Ft + \varphi_0$, взятым с возбuditеля ПАВ, и перемещая точку зондирования вдоль линий опорной решетки, получим распределение фазы $\varphi(x, y)$. Ниже покажем, что, используя зависимость $\varphi(x, y)$, можно рассчитать форму волнового фронта ПАВ, и проведем оценку систематической ошибки при определении функции волнового фронта.

Предварительно сделаем ряд замечаний о влиянии размеров пучка зондирующего излучения на характеристики выходного сигнала в том случае, когда линии волнового фронта ПАВ не совпадают с линиями СОР. При этом фаза колебаний световой мощности, отраженной от различных участков поверхности, неодинакова, и в результате амплитуда суммарного выходного фототока с частотой F оказывается ниже, чем она могла бы быть при полном совпадении фронтов. Максимально допустимые размеры зондирующего пучка $D_x^{(m)}$ и $D_y^{(m)}$, при которых $I_0^{(F)}$ падает в два раза, можно определить из условия изменения разности фаз $\Delta\Theta$ на $\pm\pi/2$ относительно ее значения в центре пятна:

$$D_x < D_x^{(m)} = \Lambda/2 \operatorname{tg} \gamma, \quad (1)$$

$$D_y < D_y^{(m)} = \frac{\Lambda}{2} \frac{\cos \gamma}{1 - \cos \gamma}, \quad (2)$$

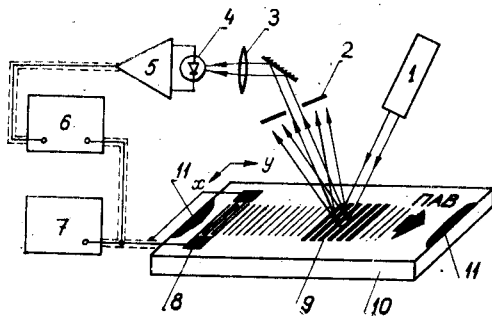


Рис. 1. Схема измерения фазовых распределений ПАВ методом оптического зондирования с использованием стационарной опорной решетки:

1 — лазер, 2 — диафрагма, 3 — линза, 4 — фотодетектор; 5 — усилитель; 6 — фазометр; 7 — генератор; 8 — возбuditель ПАВ; 9 — стационарная опорная решетка; 10 — подложка; 11 — поглотитель.

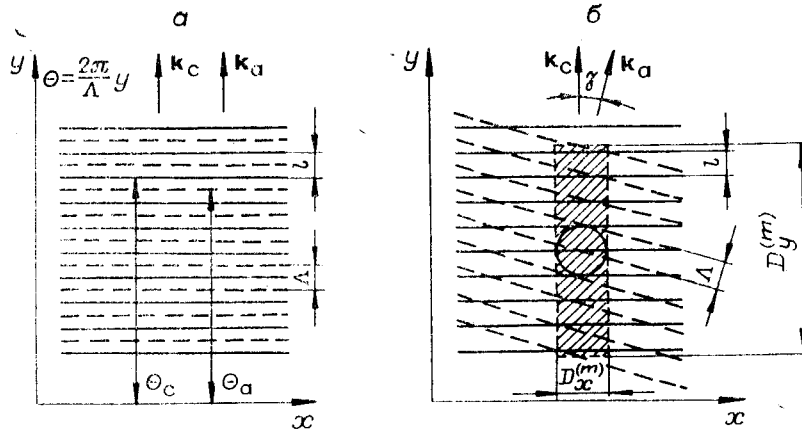


Рис. 2. К расчету фазы выходного сигнала и размеров пятна зондирующего излучения;
линии равной фазы СОР — сплошные, линии равной фазы ПАВ — штриховые.

где γ — угол между волновыми векторами.

Минимальное значение D_y ограничено условием $D_y > 2\Lambda$, при котором еще происходит полное разделение главных максимумов дифрагированных пучков. Размер D_x может быть и меньше D_y , однако на практике удобно использовать пучок с круглым сечением. Тогда, если $D = 2\Lambda$, из (1) получим ограничение $\text{tg } \gamma < 0,25$. Как следует из симметричности картины на рис. 2, б, в случае прямолинейных фронтов СОР и ПАВ и при освещении пучком с однородным распределением фаз выходного сигнала будет определяться значением $\Delta\theta$ в центре пятна. Это верно и в случае непрямолинейных фронтов, если справедлива аппроксимация $\Delta\theta(x, y)$ линейной функцией в пределах размера D_x .

Пусть волновые фронты СОР и ПАВ описываются в системе координат Oxy соответственно функциями $y = g(x)$ и $y = f(x)$. Рассмотрим простейший случай, когда волновые фронты прямолинейные, а углы между волновыми векторами \mathbf{k}_c и \mathbf{k}_a и ось y равны соответственно α и β . Тогда пространственное распределение фаз $\theta_c(x, y)$ и $\theta_a(x, y, t)$ при $l = \Lambda$ запишется таким образом:

$$\theta_c(x, y) = (2\pi/\Lambda)(x \sin \alpha + y \cos \alpha + \theta_{0c}), \quad (3)$$

$$\theta_a(x, y, t) = (2\pi/\Lambda)(x \sin \beta + y \cos \beta + \theta_{0a} - Vt). \quad (4)$$

Вычитая (4) из (3), положив $t = 0$ в точке (x_0, y_0) , фазу $\varphi(x_0, y_0, 0) = 0$ и обозначив $x - x_0 = \tilde{x}$ и $y - y_0 = \tilde{y}$, получим

$$\varphi(x, y, t) = 2\pi Ft + (2\pi/\Lambda)[\tilde{x}(\sin \alpha - \sin \beta) + \tilde{y}(\cos \alpha - \cos \beta)]. \quad (5)$$

Зависимость фазы выходного сигнала от координат $\varphi(x, y)$ определяется вторым слагаемым в выражении (5). Если оптический пучок перемещается по плоскости x, y вдоль линии $y = y_0 = \text{const}$, то

$$\varphi(x) = (2\pi/\Lambda)\tilde{x}(\sin \alpha - \sin \beta). \quad (6)$$

Обозначив $\text{tg } \alpha = a$ и $\text{tg } \beta = b$, запишем (6) в виде

$$\varphi(x) = (2\pi/\Lambda)[(1/\sqrt{1+a^2})a\tilde{x} - (1/\sqrt{1+b^2})b\tilde{x}]. \quad (7)$$

Величина $a\tilde{x}$ в (7) является точным выражением для $g(x)$, а величина $b\tilde{x}$ в (7) есть точное выражение для $f(x)$ в смещенной системе координат с центром в точке (x_0, y_0) . Коэффициенты $1/\sqrt{1+a^2}$ и $1/\sqrt{1+b^2}$ определяют систематическую ошибку в вычислении функции $f(x)$. При $a \ll 1$ и $b \ll 1$ имеем

$$f(\tilde{x}) \cong g(\tilde{x}) - (\Lambda/2\pi)\varphi(\tilde{x}). \quad (8)$$

Таким образом, по известной $g(\tilde{x})$ и измеренной $\varphi(\tilde{x})$ можно определить функцию волнового фронта ПАВ.

Рассматривая произвольные $g(x)$ и $f(x)$, аппроксимируем в точке (x, y) реальные волновые фронты прямолинейными с волновыми векторами $\mathbf{k}_c(x, y)$ и $\mathbf{k}_a(x, y)$, тангенсы углов наклона которых равны:

$$\text{tg } \alpha = g'(x, y); \text{tg } \beta = f'(x, y).$$

Из (5) найдем дифференциал функции фазы выходного сигнала:

$$d\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\Lambda} \left[dx(\sin \alpha - \sin \beta) + \frac{\partial p}{\partial x} dx(\cos \alpha - \cos \beta) \right], \quad (9)$$

где $y=p(x)$ — уравнение линии сканирования оптического пучка. Интегрируя (9) при $\alpha \ll 1$ и $\beta \ll 1$ и полагая $\sin \alpha \approx \alpha$, $\sin \beta \approx \beta$, $\cos \alpha - \cos \beta \approx 0$, получим с точностью до постоянной интегрирования выражение, аналогичное (8).

Учитывая производные второго и более высоких порядков при разложении в ряд \sin и \cos в выражении (9), можно найти величину систематической ошибки при вычислении функции $f(x)$. Дифференциал абсолютной величины этой ошибки

$$d[\Delta f(x)] = -\frac{\Lambda}{2\pi} d[\Delta \varphi(x)] = (\operatorname{tg} \beta - \sin \beta) dx - (\operatorname{tg} \alpha - \sin \alpha) dx + \frac{\partial p}{\partial x} dx (\cos \alpha - \cos \beta). \quad (10)$$

Из (10) следует, что систематическая ошибка зависит от вида функций $f(x)$, $g(x)$ и $p(x)$ за исключением тривиального случая, когда $\alpha(x, y) = \beta(x, y)$, т. е. $f(x) = g(x)$. В частности, когда $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, а $f(x)$ и $g(x)$ — прямые линии, ограничиваясь членами третьего порядка и интегрируя (10), получим

$$\Delta f(x)/(x-x_0) = 0,5(\beta^3 - \alpha^3) = 0,5[(\alpha - \gamma)^3 - \alpha^3], \quad (11)$$

где γ — угол между k_c и k_a . Минимальное значение величина (11) имеет при $\alpha = -\beta = \gamma/2$. При сканировании вдоль фронта СОР ($\alpha=0$) ошибка будет в 4 раза больше и равна $\gamma^2/2$. Относительная величина систематической ошибки

$$\Delta f(x)/f(x) = (0,5/\beta)(\beta^3 - \alpha^3) = 0,5(\beta^2 - \alpha^2)/(\alpha - \gamma). \quad (12)$$

При $\alpha=0$ величина $\Delta f(x)/f(x) = 0,5$, откуда имеем $\Delta f(x)/f(x) < 1\%$, если $\gamma < 0,14$.

Для экспериментальной демонстрации описанного метода было изготовлено два макета, которые представляли собой пластины из LiNbO_3 $y-z$ -среза со встречно-штыревым преобразователем (ВШП) и СОР. ВШП с центральной частотой $F = 17$ МГц имел 5 пар штырей и апертуру $A = 0,8$ см. СОР была выполнена в виде рельефа на поверхности подложки глубиной $h \approx 82,5$ нм, покрытой отражающей металлической пленкой. Она находилась на расстоянии ~ 1 см от ВШП и имела 5 периодов. Угол между линиями решетки и электродами ВШП был равен $\gamma = 0 \pm \pm 0,0001$ рад на первом макете и $\gamma = 0,025 \pm 0,0001$ рад — на втором. Перемещение светового пучка на обоих макетах осуществлялось вдоль линий СОР, и искомая функция линий волнового фронта ПАВ определялась как $(2\pi/\Lambda)f(x) = -\varphi(x)$. Величина $\varphi(x)$ измерялась с помощью фазометра Ф-5126 с паспортной погрешностью $\delta\varphi_n = \pm 0,6^\circ$.

Результаты эксперимента представлены на рис. 3. Случайную ошибку при вычислении $(2\pi/\Lambda)f(x)$ можно определить как

$$\delta[(2\pi/\Lambda)f(x)] = (2\pi/\Lambda)(\delta g(x) + \delta x\gamma) + \delta\varphi_n.$$

Для данного эксперимента $\delta g(x) = \pm 1$ мкм, $\delta x = \pm 10$ мкм. Оценка случайной ошибки для кривой 1 дает $(2\pi/\Lambda)\delta f(x) < \pm 2,5^\circ$ в пределах апертуры A и $(2\pi/\Lambda)\delta f(x) < \pm 4,5^\circ$ для крайних точек. Величина систематической ошибки $(2\pi/\Lambda)\Delta f(x)$ на участке A для обеих кривых не превосходит $0,1^\circ$, а для крайних точек, где $\gamma \approx 0,1$, имеем $(2\pi/\Lambda)\Delta f(x) < 0,5^\circ$ для кривой 1; $(2\pi/\Lambda)\Delta f(x) < 2^\circ$ для кривой 2. Оценка случайной и систематической ошибок показывает, что небольшие отклонения функции $f(x)$ на рис. 3 от прямолинейного закона в пределах апертуры A объясняются не погрешностью измерения, а связаны с непрямолинейностью реального волнового фронта ПАВ, получаемой ВШП.

Проведенный анализ показал, что достоинством рассмотренного метода является высокая точность измерения фазовых фронтов ПАВ, которая может лежать в пределах 1%. Систематическая и случайная ошибки метода уменьшаются при приближении фазового фронта опорной решетки $g(x)$ к фазовому фронту ПАВ $f(x)$. Для уменьшения ошибок можно использовать метод последовательных приближений функции $g(x)$ к искомой функции $f(x)$.

Отметим, что СОР может быть изготовлена и съемной, расположенной на отдельной подложке, которая при-

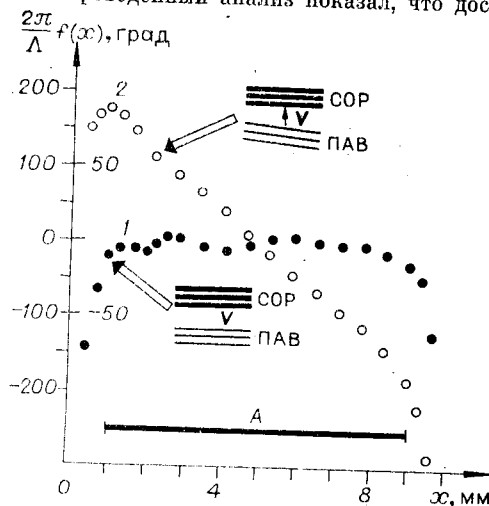


Рис. 3. Измеренные формы волновых фронтов ПАВ, возбуждаемых встречно-штыревым преобразователем:

для кривой 1 (точки) угол γ между линиями СОР и электродами ВШП равен 0 рад, для кривой 2 (кружки) $\gamma = 0,025$ рад. (Масштаб для кривой 1 указан справа от оси y , а для кривой 2 — слева.)

кладывается к звукопроводу через тонкие прокладки, не внося при этом возмущений в акустическую волну. Такой вариант реализации СОР расширяет возможность применения данного метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А. Явления при дифракции оптической волны с пространственной фазовой модуляцией на периодической амплитудной решетке.— *Опт. и спектр.*, 1979, т. 46, № 1.
2. Бессонов А. Ф., Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А. Явления при дифракции оптической волны с движущейся пространственной фазовой модуляцией на фазовых стационарных решетках.— *Опт. и спектр.*, 1980, т. 49, № 1.
3. Бессонов А. Ф., Дерюгин Л. Н., Комоцкий В. А. Оптическое зондирование поверхностных акустических волн в присутствии стационарной периодической решетки.— *Опт. и спектр.*, 1980, т. 49, № 2.
4. Komotskii V. A., Black T. D. Analysis and Application of Stationary Reference Grating Method for Optical Detection of Surface Acoustic Waves.— *J. Appl. Phys.*, 1981, vol. 52, N 1, p. 129.

Поступило в редакцию 10 августа 1981 г.

УДК 681.3.06 : 518.3

Г. И. ГУДЗЕНКО, А. А. КОСЯЧКОВ, И. Н. МАКЕЕВА,
М. Н. СИНЯКОВ, В. Т. ЧЕРЕПИН

(Киев)

ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА МАСС-СПЕКТРОВ ВТОРИЧНОЙ ИОННОЙ ЭМИССИИ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Введение. Метод масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ), который заключается в масс-спектрометрическом исследовании вторичной ионной эмиссии (ВИЭ), возбуждаемой при распылении поверхности твердого тела ускоренными первичными ионами, широко используется как с целью изучения фундаментальных свойств поверхности и процессов ее взаимодействия с окружающей средой, так и с целью количественного химического, изотопного, в том числе послойного, анализа поверхностных слоев и пленок [1]. При этом информативность и точность анализа, выполняемого методами МСВИ, во многом зависит от способа регистрации и предварительной обработки масс-спектров ВИЭ, которые по своей структуре существенно отличаются от спектров, получаемых другими методами масс-спектрометрии.

В настоящее время при анализе материалов методом МСВИ наиболее широкое распространение получили относительно простые и дешевые масс-спектрометры, обладающие низкой или средней разрешающей способностью. Однако использование масс-спектрометров с низкой разрешающей способностью создает дополнительные трудности при последующей обработке масс-спектров, так как в этом случае необходимо выделять вклады от отдельных перекрывающихся линий спектра в условиях, когда распределение интенсивности внутри каждой линии, определяемое энергетическим распределением соответствующих вторичных ионов, является априори неизвестным. По этой же причине нельзя использовать оправдавшие себя в газовой масс-спектрометрии методы автоматизированной оценки интенсивностей эмиссии ионов только по высотам пиков спектра [2] или с учетом энергораспределений ионов, которые описываются одной наперед заданной функцией [3].

В этой связи целью настоящей работы является разработка подхода и соответствующего программного обеспечения, позволяющего осуществлять разделение перекрывающихся спектральных линий, вычисление их интегральных интенсивностей и привязку полученного спектра к шкале массовых чисел. Предлагаемый подход использует особенности МСВИ по сравнению с другими методами масс-спектрометрии и ориентирован на реализацию соответствующих программ на мини-ЭВМ.

Выделение перекрывающихся пиков масс-спектра. В рамках настоящей методики предполагается, что поступающая на ЭВМ информация представлена зависимостью $Y(x)$ тока ионов Y от переменной x , характеризующей развертку масс-спектра по шкале массовых чисел.

С целью увеличения надежности исходных данных эта информация обрабатывается по специальной программе, которая позволяет исключить из спектра возможные «ложные» пики, происхождение которых обусловлено погрешностями в работе масс-спектрометра или передающего устройства (рис. 1).

Характерной особенностью таких пиков является их малая площадь и ширина основания (обычно менее 0,2 а. е. м.) по сравнению с действительными пиками масс-спектра. Методика очистки заключается в поиске «ложных» пиков, обладающих указанными характеристиками, и в простом вычитании их из спектра.