

## ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ НА ФАЗОВЫХ СТАЦИОНАРНЫХ РЕШЕТКАХ

А. Ф. Бессонов, Л. Н. Дерюгин и В. А. Колоцкий

Проведен теоретический анализ дифракции оптической волны с движущейся поперек фронта пространственной модуляцией на стационарных периодических фазовых решетках с гармоническим и ступенчатым профилем изменения фазы. Показано, что подобные решетки могут быть использованы для преобразования сигнала в виде движущейся фазовой модуляции волнового фронта в сигнал в виде осцилляций интенсивности дифрагированного пучка. Приведены результаты расчетов эффективности преобразования. Проведены экспериментальные исследования оптического детектирования поверхностных акустических волн (ПАВ) с использованием стационарных фазовых решеток и выделением сигнала по току фотодетектора на частоте ПАВ. Наименьшая амплитуда поверхностного гофра ПАВ, зарегистрированная экспериментально при отношении сигнала к шуму, равном 3, и полосе частот канала регистрации 1 кГц, составила 0.002 Å.

В ряде физических экспериментов по акустооптическим взаимодействиям и, в частности, при оптическом зондировании [1, 2] поверхностных акустических волн (ПАВ) оптическая волна получает пространственную фазовую модуляцию (ПФМ). Глубину ПФМ  $\Delta\varphi$  можно связать с амплитудой поверхностной волны. В частности, в случае отражения оптической волны от поверхности с коэффициентом отражения  $R=1$  глубина ПФМ пропорциональна амплитуде создаваемого ПАВ поверхностного гофра  $\Delta h$  и составляет величину [3]

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta h \cos \beta, \quad (1)$$

где  $\beta$  — угол падения оптической волны с длиной волны  $\lambda$ . В работе [4] мы рассмотрели явления при прохождении оптической волны с бегущей ПФМ через стационарные амплитудные решетки (САР) с пространственным периодом, равным периоду ПФМ. Из проведенного в [4] анализа следовало, что интенсивность излучения в  $+1$  и  $-1$  порядках дифракции осциллирует с амплитудой  $\Delta I_{\pm 1}^{(\Omega)}$  и с частотой  $\Omega$ , равной частоте волны, создающей ПФМ. При этом указанные осцилляции интенсивностей в  $+1$  и  $-1$  порядках противофазны.

В случае САР с гармоническим законом изменения прозрачности, т. е.  $T = (1+a)^{-1} \left(1 + a \cos \frac{2\pi x}{b}\right)$ , где  $a$  — глубина модуляции САР ( $0 < a < 1$ ), амплитуды осцилляций определяются формулой

$$\Delta I_{\pm 1}^{(\Omega)} = \frac{a}{1+a} \frac{\Delta\varphi}{2} I_{\text{пад.}} \quad (2)$$

где  $I_{\text{пад.}}$  — интенсивность падающего излучения.

В случае целевой САР, состоящей из чередующихся прозрачных и непрозрачных полос одинаковой ширины, амплитуда осцилляций интенсивности составит

$$\Delta I_{\pm 1}^{(\Omega)} = \frac{1}{2\pi} \Delta\varphi I_{\text{пад.}} \quad (3)$$

Таким образом, периодическая стационарная дифракционная решетка выступает здесь в качестве элемента, преобразующего сигнал, заключенный в бегущей пространственной фазовой модуляции света, в сигнал в виде модуляции интенсивности одного из дифракционных порядков светового пучка. Коэффициент эффективности такого преобразования целесообразно определить как величину

$$K_{\pi} = \frac{\Delta I^{(\Omega)}}{I_{\text{пад.}}} \frac{1}{\Delta\varphi}. \quad (4)$$

При использовании САР упомянутых выше типов (2) и (3) коэффициенты преобразования составляют соответственно 0.25 и 0.16.

Аналогичное преобразование можно осуществить с помощью стационарных фазовых решеток (СФР), поэтому представляет интерес анализ свойств СФР в качестве элемента, преобразующего сигнал, заключенный в бегущей ПФМ, в сигнал в виде модуляции интенсивности дифракционных порядков.

Теоретический анализ прохождения  
оптической волны с бегущей ПФМ через  
плоскую СФР с гармонической функцией  
изменения фазы в пространстве

Положим, что в результате взаимодействия с ПАВ оптическая волна получила ПФМ с глубиной  $\Delta\varphi$ , движущуюся в направлении  $x$  (поперек фронта оптической волны) со скоростью  $V$ . Используя скалярное приближение, запишем пространственное распределение комплексных амплитуд оптической волны

$$A_x = A_0 \exp\left[-i\Delta\varphi \sin \frac{2\pi}{b} (x - Vt)\right]. \quad (5)$$

Здесь  $A_0$  — амплитуда оптической волны,  $b$  — пространственный период ПАВ.

Пусть на поверхности, по которой бежит ПАВ, расположена СФР с периодом  $b$  и гармоническим распределением фазовой задержки в пространстве (рис. 1, а)

$$T(x) = \exp\left[-i\Phi_M \sin \frac{2\pi}{b} x\right]. \quad (6)$$

Здесь  $\Phi_M$  — глубина стационарной фазовой решетки.

Положим, что участок, освещаемый оптической волной, ограничен в направлении  $x$  координатами:  $-0.5D < x < 0.5D$ . Найдем спектр дифрагированных волн, положив  $\Delta\varphi \ll 1$ ,

$$S(\xi) = A_0 \int_{-0.5D}^{0.5D} T(x) \left[1 - i\Delta\varphi \sin \frac{2\pi}{b} (x - Vt)\right] [\exp 2\pi\xi x] dx. \quad (7)$$

Обозначим  $\Omega = 2\pi/bx$ . Введем переменную  $\theta = 2\pi/bx$ . Для вычисления интеграла (7) можно воспользоваться методикой, изложенной в [5] для расчета дифракционной картины фазовой решетки. Интервал интегрирования разбивается на отрезки  $-0.5b + nb \leq x \leq 0.5b + nb$  или, что то же самое  $-\pi + 2\pi n \leq \theta < \pi + 2\pi n$ , где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , а величина  $2N + 1$  равна числу периодов стационарной фазовой решетки в области  $|x| < 0.5D$ , освещаемой световым пучком. Вводится замена переменных  $x = x_{\text{отн.}} + nb$ ,  $\theta = \theta_{\text{отн.}} + 2\pi n$ , где  $\theta_{\text{отн.}} = \frac{2\pi}{b} x_{\text{отн.}}$ . Рассматриваются направления вблизи главных максимумов, соответствующих пространственным частотам  $\xi = 0$ ,  $\xi = \pm 1/b$ ,  $\xi = \pm m/b$ , где  $m$  — целое число, обозначающее номер порядка дифракции. Это дает возможность и использовать соотношение  $\xi = (m + \varepsilon)/b$ , где  $\varepsilon$  — малая величина ( $\varepsilon = b\xi \ll 1$ ), и вычислить

спектральную плотность в дифракционных максимумах. В результате преобразований выражения (7) получим

$$S_m(\varepsilon) = A_0 f(\varepsilon) \frac{b}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\Phi_M \sin \theta} \left[ 1 - \frac{\Delta\varphi}{2} e^{i(\theta - \Omega t)} + \frac{\Delta\varphi}{2} e^{-i(\theta - \Omega t)} \right] e^{im\theta} d\theta. \quad (8)$$

Здесь  $f(\varepsilon) = \sin \pi\varepsilon(2N+1)/\sin \pi\varepsilon$  — множитель решетки, одинаковый для всех порядков дифракции.  $S_m(\varepsilon)$  — спектральная плотность вблизи дифракционного максимума порядка  $m$ .

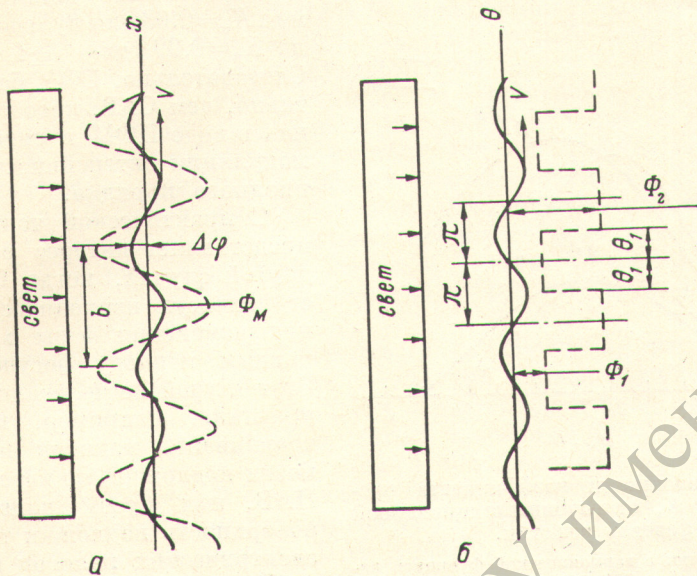


Рис. 1. Схемы прохождения оптической волны с бегущей ЛФМ через стационарные фазовые решетки.

$a$  — с гармонической функцией изменения фазы,  $b$  — со ступенчатой функцией изменения фазы. Схема  $b$  изображена в зависимости от приведенной координаты  $\theta = 2\pi x/b$ .

Интеграл (8) можно выразить, используя интегральное представление функции Бесселя, в следующем виде

$$S_m(\varepsilon) = A_0 f(\varepsilon) b \left[ j_m(\Phi_M) - \frac{\Delta\varphi}{2} e^{-i\Omega t} j_{m+1}(\Phi_M) + \frac{\Delta\varphi}{2} e^{i\Omega t} j_{m-1}(\Phi_M) \right]. \quad (9)$$

Здесь  $j_m(\Phi_M)$  — функция Бесселя порядка  $m$  от аргумента  $\Phi_M$ . Из (9) можно получить выражение для распределения интенсивности в любом заданном порядке дифракции

$$I_m(\varepsilon) = S_m(\varepsilon) S_m^*(\varepsilon) = A_0^2 f^2(\varepsilon) b^2 [I_m^{(=)} + I_m^{(\Omega)} \cos \Omega t + I_m^{(2\Omega)} \cos 2\Omega t]. \quad (10)$$

Коэффициенты  $I_m^{(=)}$ ,  $I_m^{(\Omega)}$ ,  $I_m^{(2\Omega)}$  определяются формулами

$$I_m^{(=)} = j_m^2(\Phi_m) + \frac{\Delta\varphi^2}{4} j_{m+1}^2(\Phi_m) + \frac{\Delta\varphi^2}{4} j_{m-1}^2(\Phi_m), \quad (11)$$

$$I_m^{(\Omega)} = \Delta\varphi j_m(\Phi_m) [j_{m-1}(\Phi_m) - j_{m+1}(\Phi_m)], \quad (12)$$

$$I_m^{(2\Omega)} = \frac{\Delta\varphi^2}{2} j_{m-1}(\Phi_m) j_{m+1}(\Phi_m). \quad (13)$$

Как было показано в [3], выражение в квадратных скобках в формуле (10) имеет смысл отношения мощности излучения, дифрагированного в порядок с номером  $m$ , к мощности падающего излучения  $P_{\text{пад.}} = A^2 D$ . Коэффициенты (12) определяют амплитуду колебаний интенсивности дифрагированного пучка порядка  $m$  с частотой  $\Omega$  по отношению к интенсив-

ности падающего светового пучка. Коэффициент преобразования, согласно (4), здесь равен  $K_{\pi} = I_m^{(\Omega)} / \Delta\varphi$ . Особенностью преобразования модуляции с использованием СФР по сравнению с САР является то, что колебания с частотой  $\Omega$  присутствуют в нулевом дифракционном максимуме. В пучках  $+1$  и  $-1$  порядков эти колебания синфазны (в то время как в случае САР они противофазны). Зависимости величины  $K_{\pi}$  от глубины СФР, рассчитанные для нулевого и первых порядков, приведены на рис. 2. Как видно из графиков, наибольшая эффективность преобразования достигается при глубине СФР, равной 1 рад. Максимум коэффициента

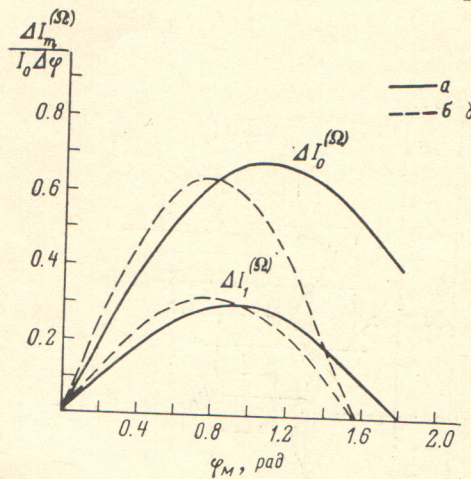


Рис. 2. Зависимости коэффициента преобразования  $K_{\pi}$  от глубины стационарной фазовой решетки.

*a* — для решетки с гармонической функцией изменения фазы, *b* — для решетки со ступенчатой (в виде меандра) функцией изменения фазы.

(рис. 1, б), которую в пределах одного периода можно описать следующей зависимостью от переменной  $\theta = 2\pi/bx$

$$T_{\text{СФР}}(\theta) = \begin{cases} e^{i\Phi_1} & \text{при } -\theta_1 < \theta < \theta_1, \\ e^{i\Phi_2} & \text{при } -\pi < \theta < -\theta_1 < \theta_1 < \pi. \end{cases} \quad (14)$$

Обозначим  $\Phi_2 - \Phi_1 = 2\Phi_M$ . Подставив (14) в (7), проведем интегрирование и получим спектр дифрагированных волн

$$S_m(\epsilon) = A_0 b f(\epsilon) \pi^{-1} \left\{ \frac{\sin m\pi}{m} + \frac{\sin m\theta_1}{m} (e^{i2\Phi_M} - 1) - \frac{\Delta\varphi}{2} e^{-i\Omega t} \left[ \frac{\sin(m+1)\pi}{m+1} + \frac{\sin(m+1)\theta}{m+1} (e^{i2\Phi_M} - 1) \right] + \frac{\Delta\varphi}{2} e^{-i\Omega t} \left[ \frac{\sin(m-1)\pi}{m-1} + \frac{\sin(m-1)\theta}{m-1} (e^{i2\Phi_M} - 1) \right] \right\}. \quad (15)$$

Используя (15), найдем распределение интенсивности излучения в нулевом ( $m=0$ ) порядке и в первых ( $m=\pm 1$ ) порядках дифракции. Для  $m=0$

$$I_0 = A_0^2 f^2(\xi) b^2 [I_0^{(0)} + I_0^{(\Omega)} \sin \Omega t + I_0^{(2\Omega)} \cos 2\Omega t], \quad (16)$$

$$I_0^{(0)} = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\Phi_M) + \frac{\Delta\varphi^2}{\pi^2} (1 - \cos 2\Phi_M), \quad (17)$$

$$I_0^{(\Omega)} = -\frac{2}{\pi} \Delta\varphi \sin 2\Phi_M, \quad (18)$$

$$I_0^{(2\Omega)} = \frac{1}{\pi^2} \Delta\varphi^2 (\cos 2\Phi_M - 1). \quad (19)$$

преобразования достигает значения  $K_{\pi} = 0.63$  для нулевого порядка и  $K_{\pi} = 0.29$  для  $\pm 1$  порядков. Следовательно, СФР более эффективно, чем САР, преобразует сигнал в виде ПФМ в сигнал в виде модуляции интенсивности дифракционного порядка.

С практической точки зрения представляет интерес рассмотреть другой случай, когда СФР имеет ступенчатую периодическую функцию изменения фазы с периодом, равным периоду бегущей ПФМ. Этот случай легче реализуется на практике, например, путем вытравливания канавок на поверхности подложки, по которой бежит ПАВ, или путем нанесения на поверхность подложки тонких диэлектрических полосок и т. п.

Пусть СФР описывается периодической скачкообразной функцией изменения фазы в пространстве

Для  $m = 1$  и  $m = -1$

$$I_1 = A_0^2 f^2 (\xi) b^2 [I_1^{(=)} + I_1^{(\neq)} \sin \Omega t], \quad (20)$$

$$I_1^{(=)} = \frac{2}{\pi^2} (1 - \cos 2\Phi_M) + \frac{\Delta\varphi^2}{8} (1 + \cos 2\Phi_M), \quad (21)$$

$$I_1^{(\neq)} = \frac{\Delta\varphi}{\pi} \sin 2\Phi_M. \quad (22)$$

Из выражений (16) и (20) видно, что интенсивность нулевого и первых порядков имеет колебательные составляющие с частотами  $\Omega$ , причем колебания интенсивности с частотой ПАВ  $\Omega$  пропорциональны глубине бегущей ПФМ, а амплитуды колебаний в первых порядках дифракции вдвое меньше амплитуды колебаний в нулевом порядке.

Знаки в формулах (18) и (22) различны, и это означает, что колебания интенсивности в нулевом порядке находятся в противофазе по отношению к колебаниям интенсивности в первых порядках. Из графика зависимости коэффициента эффективности преобразования от глубины СФР, представленного на рис. 2, видно, что наибольшая эффективность преобразования для СФР со скачкообразной функцией изменения фазы в виде меандра (когда  $\theta_1 = 0.5 \pi$ ) достигается при  $\Phi_M = \pi/4$ . Заметим при этом, что коэффициент при первой гармонике разложения СФР в виде меандра в ряд Фурье будет равен  $4/\pi$ .

При детектировании ПАВ с помощью СФР последняя располагается прямо на поверхности подложки, по которой распространяется ПАВ. Поскольку глубина решетки невелика и значительно меньше длины оптической волны ( $\Phi_M \ll 2\pi$ ), ее можно считать плоской, а плоскость расположения решетки и плоскость образования ПФМ совпадают. Если изменять угол падения зондирующей оптической волны, фаза колебаний интенсивности дифракционных порядков изменяться не будет (фаза будет зависеть только от сдвига между бегущей ПАВ и СФР). Вследствие этого при использовании для зондирования многомодового источника, содержащего набор плоских оптических волн, колебания интенсивности разных волн в одном и том же дифракционном порядке будут происходить синфазно. Из этого следует возможность производить зондирование излучением многомодового источника излучения, что позволяет повысить мощность источника и, следовательно, увеличить выходной сигнал. При этом, разумеется, должно соблюдаться условие, чтобы угловая расходимость светового пучка не превышала дифракционного угла между нулевым и первым порядком дифракционной картины стационарной решетки, так как в противном случае пучок нулевого порядка будет перекрываться с пучками первых порядков дифракции.

### Экспериментальные результаты

Для экспериментальных исследований использовалась установка, схема которой описана нами в [6]. Возбуждение ПАВ осуществлялось на кварцевой подложке УХ-среза с помощью встречно-штыревого возбуждителя, содержащего 21 пару штырей с центральной частотой 31.5 МГц, апертурой 10 мм и сопротивлением излучения  $R_{из} = 2.7$  кОм. Стационарная фазовая решетка с периодом 100 мкм была выполнена из фоторезиста и располагалась на поверхности отражающей серебряной пленки, нанесенной на подложку. Зондирующий оптический пучок падал на пленку с нанесенной решеткой, отражался от нее, претерпевал дифракцию на решетке, и дифрагированные лучи нулевого или первых порядков направлялись на фотодетектор (ЛФД-2). В нагрузке ЛФД-2 был включен контур, настроенный на частоту 31.5 МГц с полосой около 1 МГц. Полученный сигнал на частоте  $f = 31.5$  МГц усиливался и подавался на анализатор спектра С4-27.

Сигнал с частотой ПАВ  $f$  был зарегистрирован на выходе детектора как в  $\pm 1$  порядках, так и в нулевом порядке дифракции. Амплитуды сиг-

налов, регистрируемые в  $+1$  и  $-1$  порядках, были одинаковыми, а амплитуда сигнала в нулевом порядке вдвое превышала амплитуду в  $\pm 1$  порядках. Этот результат полностью согласуется с результатами теоретического анализа. Амплитуда выходного сигнала с фотодиода на частоте  $f$  была пропорциональна амплитуде напряжения, подаваемого на вход возбуждателя ПАВ. Выходной сигнал с фотодиода на частоте  $f$  линейно возрастал с увеличением мощности светового пучка, если изменение мощности пучка проводилось с помощью светофильтров без изменения распределения мощности в пучке. Если же увеличение мощности зондирующего пучка производилось за счет увеличения числа мод источника, то наблюдалось почти линейное возрастание выходного сигнала при увеличении мощности падающего излучения от 1 до 12 мВт, однако коэффициент пропорциональности отличался от 1 (сигнал возрастал всего лишь в 5 раз). Снижение эффективности преобразования в этом случае можно объяснить ухудшением условий фокусировки излучения многомодового источника на площадке фотодиода (фокальное пятно увеличивается, часть энергии проходит мимо площадки фотодетектора). Уровень выходного сигнала определялся условиями фокусировки и зависел от параметров и настройки фокусирующей линзы. Приведем здесь для иллюстрации следующие данные одного из измерений: при мощности зондирующего пучка  $P=5$  мВт и напряжении на возбуждатель ПАВ  $U_b=5$  В выходной сигнал на нагрузочном контуре с эквивалентным сопротивлением  $R_0=3.3$  кОм составил  $U_{\sim}=20$  мкВ, что соответствует действующему значению переменного тока в цепи фотодиода  $i_{\sim}=6.7 \cdot 10^{-9}$  А. Для определения величины  $\Delta\varphi$  проводилось следующее калибровочное измерение. Оптический пучок направлялся на металлизированный, сильно отражающий участок подложки, расположенный на пути ПАВ. На этом участке стационарная решетка отсутствовала. Изменялась интенсивность дифрагированного пучка первого порядка в дифракционной картине, вызванной периодическим гофром ПАВ. Измерив также интенсивность падающего излучения, можно рассчитать величину  $\Delta\varphi$  из соотношения  $I_1/I_{\text{пад.}} = [J_1(\Delta\varphi)]^2 \simeq (\Delta\varphi/2)^2$ . Согласно измерениям при напряжении на возбуждатель ПАВ  $U_b=250$  В, измеренная величина  $I_1/I_{\text{пад.}}$  составила  $3.15 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует величине  $\Delta\varphi=3.54 \cdot 10^{-2}$  и величине  $\Delta h=18$  Å. Учитывая линейную зависимость между напряжением на возбуждатель ( $U_b$ ),  $\Delta\varphi$  и  $\Delta h$ , можно найти, что напряжению  $U_b=10$  В соответствует  $\Delta\varphi=1.4 \cdot 10^{-3}$  и  $\Delta h=0.72$  Å. Проведенные измерения позволяют в дальнейшем использовать разработанную методику измерений для определения амплитуды волны ПАВ по измеренной величине  $i_{\sim}$  в схеме зондирования поверхностной волны с использованием СФР на металлической площадке. Рассмотренная методика эксперимента не требует сложной юстировки оптики и позволяет сравнительно просто регистрировать ПАВ с весьма малыми амплитудами.

Порог обнаружения будет определяться собственными шумами активного сопротивления нагрузочного контура ( $\overline{i_m^2} = 4kTG\Delta f$ , где  $G$  — активная проводимость контура) усилителя, а также дробовыми шумами тока фотодетектора, причем среднеквадратическое значение тока дробовых шумов  $\sqrt{\overline{i_{др.}^2}}$  будет расти с ростом мощности зондирующего пучка пропорционально  $\sqrt{P}$  [7]

$$\overline{i_{др.}^2} = 2qi\Delta f,$$

где  $i$  — ток фотодетектора ( $i \propto P$ ),  $q$  — заряд электрона,  $\Delta f$  — эффективная шумовая полоса пропускания.

Отсюда следует, что порог обнаружения ПАВ в рассматриваемой схеме должен сильно зависеть от мощности зондирующего источника в области малых мощностей, когда уровень выходного сигнала сравним с собственными шумами контура и усилителя. При увеличении мощности уровень сигнала с частотой  $f$  возрастает и собственные шумы контура и усилителя становятся незначительными. Дробовые шумы возрастают при увеличе-

нии  $P$  и становятся доминирующими, а порог обнаружения, определяемый теперь дробовыми шумами, слабо изменяется с повышением мощности светового сигнала. Сказанное иллюстрируется экспериментальным графиком, приведенным на рис. 3. По оси абсцисс отложена мощность зондирующего светового пучка. По оси ординат отложены значения напряжений ( $U_{\text{в}}^{\text{пор}}$ ) на возбудителе ПАВ, соответствующие порогу обнаружения сигнала в описанной выше схеме при отношении сигнала к шуму, равном 3 и при полосе  $\Delta f = 300$  кГц. Как видно из графика на рис. 3, в области мощностей более 3 мВт порог обнаружения слабо зависит от мощности зондирующего пучка, т. е. определяется в основном дробовыми шумами. При меньших значениях полосы пропускания ( $\Delta f'$ ) порог обнаружения можно повысить в  $\sqrt{\Delta f / \Delta f'}$  раз. Так, при  $P = 10$  мВт и  $\Delta f' = 1$  кГц измеренное напряжение на возбудителе, соответствующее порогу обнаружения, составило  $0.03$  В, что соответствует амплитуде гофра, обнаруживаемой волны  $2.1 \cdot 10^{-3}$  Å.

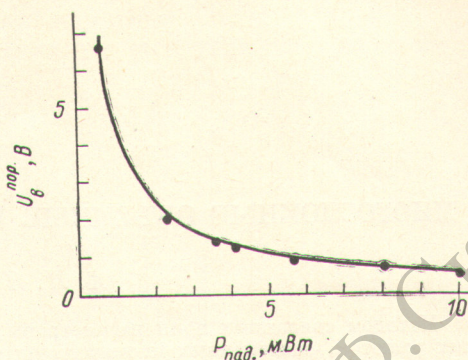


Рис. 3. Зависимость напряжения на возбудителе  $U_{\text{в}}^{\text{пор}}$ , соответствующую порогу обнаружения ПАВ при  $s/\pi = 3$ , от мощности оптического зондирующего пучка  $P_{\text{под}}$ .

Таким образом, изложенная методика позволяет обнаруживать ПАВ с весьма малыми амплитудами на подложках из всевозможных материалов, в том числе непрозрачных, не обладающих пьезоэлектрическими свойствами, и измерять их амплитуду, проведя предварительную калибровку измерительного тракта.

#### Литература

- [1] К. Дрансфельд, Е. Зальцман. В сб.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, 7, 275. «Мир», М., 1974.
- [2] Э. Лин, К. Пауэлл. ТИИЭР, № 12, 72, 1970.
- [3] Л. Н. Дерюгин. К теории нерегулярных волноводов. Тр. МАИ, Оборонгиз, вып. 39, 5, 1954.
- [4] Л. Н. Дерюгин, В. А. Комоцкий. Опт. и спектр., 46, № 1, 1979.
- [5] Д. Маркузе. Оптические волноводы. «Мир», М., 1974.
- [6] А. Ф. Бессонов, Л. Н. Дерюгин, В. А. Комоцкий. Опт. и спектр., 48, в. 6, 1980.
- [7] М. Росс. Лазерные приемники. «Мир», М., 1969.

Поступило в Редакцию 20 июня 1979 г.