

07

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ АМПЛИТУДНОЙ И ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЙ ПЕРВИЧНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПОНИРОВАНИЯ

Е.В. Капашов, М.В. Тютчев

Исследование первичной (непроявленной) голографической структуры (ПГС) или так называемого скрытого изображения позволяет получать информацию о свойствах регистрирующей среды (РС) и контролировать процесс записи голограммы [1, 2]. В большинстве регистрирующих сред ПГС является амплитудно-фазовой (АФ). Однако известные методы определения коэффициентов амплитудной α_1 и фазовой κ_1 модуляций стационарной АФ голограммы [3] не могут быть непосредственно применены для определения этих величин в случае ПГС, поскольку в должной степени не удовлетворяют ряду дополнительных требований: неdestructивность, низкая инерционность, малая погрешность метода в области величин $\alpha_1, \kappa_1 \sim 10^{-2}$ и $\kappa_1, \kappa_2 \sim 10^{-8}$ см (где L — толщина ПГС). Поэтому исследование АФ ПГС в процессе экспонирования проводят обычно с использованием пробного пучка без отдельного определения величин α_1 и κ_1 . В работе [4] для определения параметров динамической фазовой голограммы предложено использовать дифракцию на ней одновременно обоих записывающих пучков (явление самодифракции) при введении высокочастотной фазовой модуляции одного из них. Хотя этот метод, в принципе, обеспечивает малую погрешность в области малых κ_1 , он имеет ограниченную область применимости (фазовые ПГС) и повышенную чувствительность к вибрациям. В настоящей работе предлагается свободный от этих недостатков метод, основанный на самодифракции световых волн на АФ ПГС.

Рассмотрим взаимодействие в регистрирующей среде с локальным откликом записываемой объемной амплитудно-фазовой решетки с двумя когерентными волнами R_0 и S_0 , имеющими волновые векторы, лежащие в плоскости XZ , падающими симметрично относительно нормали (направленной по оси Z) под углом Брэгга θ и образующими интерференционное поле (ИП), имеющее тот же период, что и решетка, но сдвинутое по фазе относительно ее на величину ϕ в направлении оси X . Если время записи решетки много больше характерных времен изменения величины ϕ , то решетку можно считать стационарной. Тогда, проводя анализ с теми же допущениями, что и в работе [5], но с другими граничными условиями: $R_0 = |R(0)| = \sqrt{I}$, $S_0 = |S(0)| = \sqrt{I} \exp(i\phi)$ (где $I = |R(0)|^2 = |S(0)|^2$), получим следующее выражение для интенсивности пучка I_R (либо I_S), прошедшего АФ решетку в направлении R (либо S) волны:

$$I_R(S) = I \cdot K \cdot (ch A_1 - sh A_1 \cdot \cos \phi \mp \sin N_1 \cdot \sin \phi). \quad (1)$$

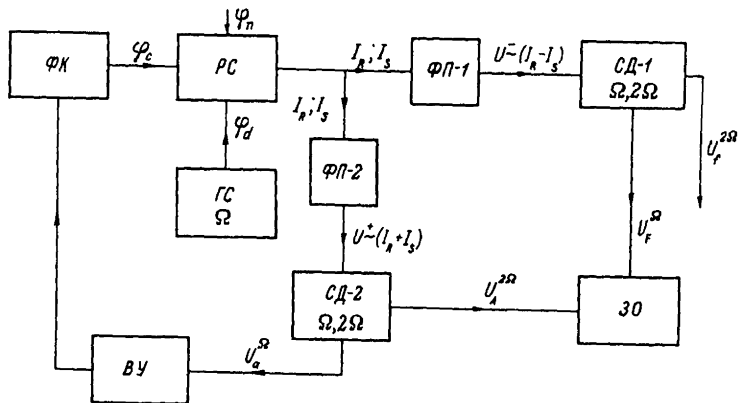


Рис. 1.

(Здесь и далее верхний знак перед последним слагаемым относится к I_R).

$$K = \exp\left(-\frac{2\alpha_0 L}{\cos\theta}\right); \quad A_1 = \frac{\alpha_1 \cdot L}{\cos\theta}; \quad N_1 = \frac{2\pi n_1 \cdot L}{\lambda \cdot \cos\theta}. \quad (2)$$

В этих выражениях α_0 — среднее значение коэффициента поглощения решетки, L — ее толщина, λ — длина волны записывания, n_1 и α_1 — искомые коэффициенты модуляции показателя преломления и коэффициента поглощения соответственно.

В случае использования слабой высокочастотной модуляции фазы одного из пучков по гармоническому закону $\varphi_d \cdot \sin \Omega t$ (где $\varphi_d \leq \frac{\pi}{20}$, Ω — частота модуляции) и активной стабилизации положения ИП [6], величину ϕ можно представить в виде $\phi = \delta\varphi + \varphi_d \cdot \sin \Omega t$, где $\delta\varphi = \delta\varphi_c + \delta\varphi_n$ — остаточный фазовый сдвиг между ИП и решеткой, обусловленный действием управляемого фазового корректора $\delta\varphi_c$ в схеме записи, а также наличием случайных возмущений разности фаз $\delta\varphi_n$ записывающих пучков. Подставляя выражение для величины ϕ в (1) и выполняя преобразования, подобные сделанным в работе [6] при выводе выражений для случая амплитудной решетки, можно получить следующие выражения для амплитуд первых $I_R^{2\Omega}$, $I_S^{2\Omega}$ и вторых $I_R^{2\Omega}$, $I_S^{2\Omega}$ гармоник интенсивностей пучков, распространяющихся за решеткой в направлении R и S волн:

$$I_R^{2\Omega} = 2 \cdot I \cdot K \cdot \varphi_d \cdot (\text{sh} A_1 \cdot \sin \delta\varphi \mp \sin N_1 \cdot \cos \delta\varphi), \quad (3)$$

$$I_R^{2\Omega} = I \cdot K \cdot \frac{\varphi_d}{2} (\text{sh} A_1 \cdot \cos \delta\varphi \pm \sin N_1 \cdot \sin \delta\varphi). \quad (4)$$

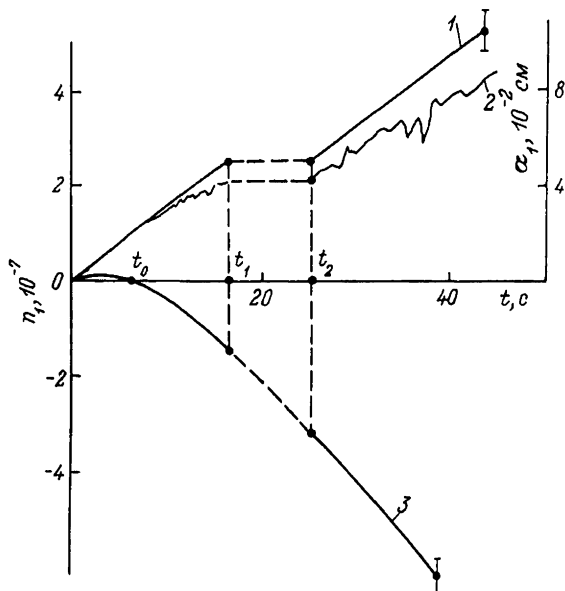


Рис. 2.

Из выражений (3) и (4) видно, что измеряемые на частотах Ω и 2Ω интенсивности не могут быть непосредственно использованы для определения α_1 и n_1 , поскольку одновременно зависят от обеих этих величин. С другой стороны, регистрируя с помощью настроенных на частоты Ω и 2Ω фотоприемных устройств соответственно разность $I_F^{2\Omega} = I_R^{2\Omega} - I_S^{2\Omega}$ и сумму $I_A^{2\Omega} = I_R^{2\Omega} + I_S^{2\Omega}$ интенсивностей, можно исследовать кинетику α_1 и n_1 (определив остальные, входящие в (2)–(4) величины, известными методами):

$$n_1 = (2\pi L)^{-1} \cdot \lambda \cdot \cos \theta \cdot \arcsin [I_F^{2\Omega} (4I \cdot K \cdot \varphi_d \cdot \cos \delta\varphi)^{-1}], \quad (5)$$

$$\alpha_1 = L^{-1} \cdot \cos \theta \cdot \operatorname{arcsh} [I_A^{2\Omega} (I \cdot K \cdot \varphi_d^2 \cdot \cos \delta\varphi)^{-1}]. \quad (6)$$

Из выражений (5) и (6) видно, что флуктуации положения ИП $\delta\varphi$ влияют на точность определения n_1 , α_1 и поэтому их вклад следует минимизировать. Одновременно условие $\delta\varphi = 0$ является оптимальным для регистрации голограмм и может быть обеспечено активной стабилизацией положения ИП [6] при использовании в цепи отрицательной обратной связи именно тех сигналов, которые равны нулю при $\delta\varphi = 0$ и отличны от нуля при $\delta\varphi \neq 0$. Последнему условию удовлетворяют величины:

$$I_F^{2\Omega} = I_R^{2\Omega} - I_S^{2\Omega} = I \cdot K \cdot \varphi_d^2 \cdot \sin N_1 \cdot \sin \delta\varphi, \quad (7)$$

$$I_a^{2\Omega} = I_R^{2\Omega} + I_S^{2\Omega} = 4 \cdot I \cdot K \cdot \varphi_d \cdot \sin A_1 \cdot \sin \delta \varphi. \quad (8)$$

В эксперименте использовалась традиционная схема записи пропускающих голографических решеток. ИП с пространственной частотой 10^3 мм^{-1} создавалось на пластинке с помощью двух коллимированных пучков аргонового лазера ($\lambda = 514,5 \text{ нм}$). В качестве РС для получения амплитудно-фазовой ПГС использовались незадублированные слои бихромированной желатины (БХЖ) толщиной 10 мкм с влагосодержанием 19% [3]. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В опорном пучке устанавливался фазовый модулятор, выполненный в виде зеркала, укрепленного на магнитоотрицательной подложке, на который от генератора сигналов (ГС) подавалось синусоидальное напряжение с $\Omega = 55 \text{ кГц}$ и $\varphi_d = \frac{\pi}{20}$. Позади фотопластины устанавливались фотоприемники ФП-1 и ФП-2, на выходе которых формировались сигналы, пропорциональные, соответственно, $I_R - I_S$ и $I_R + I_S$. Эти сигналы подавались на синхронные детекторы СД-1 и СД-2, с выхода которых снимались напряжения $U_F^{2\Omega}$, $U_A^{2\Omega}$ и $U_a^{2\Omega}$, пропорциональные $I_F^{2\Omega}$, $I_A^{2\Omega}$ и $I_a^{2\Omega}$ соответственно. Сигнал $U_a^{2\Omega}$ после усиления высоковольтным усилителем (ВУ) использовался в системе активной стабилизации для управления фазовым корректором (ФК), которым служило пьезозеркало, установленное в одном из плеч интерферометра записи. Сигналы $U_F^{2\Omega}$ и $U_A^{2\Omega}$ регистрировались на двухлучевом запоминающем осциллографе (30).

Для проверки и калибровки метода были проведены, во-первых, измерение сигнала рассогласования при разомкнутой цепи обратной связи во время подачи на пьезозеркало напряжения „ступеньки“ $U_i \sim \varphi_i$, во-вторых, измерение n_1 чисто фазовой стационарной эталонной решетки, предварительно записанной в слое БХЖ в схеме для исследования ПГС, проявленной и установленной на прежнее место. Измерения показали, что зависимости сигнала рассогласования $U_F^{2\Omega}$ от U_i совпадает с предсказанной теоретически. Величина n_1 эталонной решетки, определенная по формуле (5) в пределах погрешности измерения (10%) совпадает с измеренной методом дифракции на решетке пробного пучка. На рис. 2 в качестве примера приведены кинетические зависимости $\alpha_1(t)$ (кривые 1 и 2) и $n_1(t)$ (кривая 3). Кривая 2 получена при отключенной системе стабилизации ИП. Видно, что регистрируемая ПГС является амплитудно-фазовой, за исключением момента времени $t = t_0$, когда $n_1 = 0$. При включении системы активной стабилизации повышается чувствительность и точность метода при одновременном повышении качества голографической записи. Полученные кинетические зависимости наглядно демонстрируют существование фотоиндуцированных (начальный участок кривых) и темновых процессов при формировании ПГС в слоях БХЖ (в промежутке времени $\Delta t = t_2 - t_1$ экспонирование прерывалось). Полученные данные согласуются с приведенными в [3] оценками величин α_1 и n_1 .

- [1] Г и р и н а М.Г., С о б о л е в Г.А. // Опт. и спектр. 1972. Т. 32. В. 1. С. 216.
- [2] А л е к с е е в - П о п о в А.В., Г е в е л ю к С.А. В кн.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1983. С. 14.
- [3] Б а ж е н о в В.Ю., Б у р ы к и н Н.М., В а с н е - ц о в М.В. и др. // Укр. физич. журнал. 1982. Т. 27. № 7. С. 1018.
- [4] Б а р м е н к о в Ю.О., К о ж е в н и к о в Н.М., Л и - п о в с к а я М.Ю. // Опт. и спектр. Т. 64. В. 1. С. 225.
- [5] К о г е л н и к Н. // Bell. Syst. Tech. J. 1969. V. 48. N 9. P. 2909.
- [6] К а л я ш о в Е.В., Т ю т ч е в М.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 20. С. 61.

Поступило в Редакцию
17 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

06.1; 06.2

© 1990

ЭФФЕКТ РАСПАДА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ОДИНОЧНЫХ СЕЛЕКТИВНО-ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

А.В. Б о б ы л ь, П.С. К о п ь е в,
Н.Н. Л е д е н ц о в, А.М. М и н т а и р о в,
В.М. У с т и н о в

Эффекты, обусловленные взаимодействием между неравновесными носителями заряда и двумерным (2Д) электронным и дырочным газом, привлекают к себе в настоящее время большое внимание [1-3] как с точки зрения исследования фундаментальных свойств двумерных систем, так и с точки зрения возможности их использования в приборных структурах. В данной работе исследовались комбинационное рассеяние (КР) и фотолюминесценция (ФЛ) осадочных селективно-легированных $(Al, Ga)As/GaAs$ - гетероструктур от толщины слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

Структуры были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4,5] на $GaAs(100)$ подложках при $630^\circ C$ и состояли из буферного слоя $GaAs(N_A - N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3})$ толщиной 1.5 мкм, нелегированного слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной $d_H = 30-400 \text{ \AA}$ и слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, легированного Si ($N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$).