

© 1990

ОБРАЗОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА И МЕЛКОМАСШТАБНОГО РЕЛЬЕФА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

В.В. Баженов, В.С. Макин

В настоящее время предложено несколько моделей [1-8] для объяснения мелкомасштабного периодического рельефа, возникающего на поверхностях конденсированных сред под действием лазерного излучения [1-11]. В частности, установлено [8], что формирование мелкомасштабного рельефа на металлах объясняется в рамках поляритонной модели, причем свойства поверхностного поляритона сильно модифицируются в результате лазерного воздействия. Определенное заключение о модели, объясняющей формирование мелкомасштабного рельефа на полупроводниках, из-за отсутствия целенаправленных экспериментов сделать трудно.

В настоящей работе на основе совокупности экспериментов по воздействию поляризованного непрерывного лазерного излучения на поверхность полупроводников установлено, что формирование мелкомасштабного рельефа может быть обусловлено образованием приповерхностного волновода, возбуждением волноводных мод (ВМ) и их интерференцией с падающей волной.

В опытах линейно поляризованное излучение непрерывного CO_2 -лазера ($\lambda = 10.6$ мкм) мощностью до 40 Вт фокусировалось линзой на механически полированную поверхность монокристаллического кремния марки КЭС-0.008. Скорость сканирования излучения по образцу (\vec{v}) изменяли от 0.1 до 15 мм/с. Период и ориентация рельефа изучались с использованием оптического микроскопа МБИ-6 и рефлексометрического метода.

В работе изучался мелкомасштабный рельеф с периодом $\sim \lambda/n$, образующийся при плотностях мощности q , не вызывающих развитого плавления поверхности. Здесь n - показатель преломления полупроводника. Были проведены опыты по формированию рельефа при изменении направлений трех векторов: \vec{v} , \vec{k}_t и \vec{E}_t (см. рис. 1, а) где \vec{k}_t и \vec{E}_t - тангенциальная проекция волнового вектора и вектора электрического поля падающего излучения соответственно. Основные опыты (1-4) были проведены при $v \approx 1$ мм/с и $q \lesssim q_0 = 4$ кВт/см² на кремнии, слабое окисление поверхности которого на воздухе не препятствует формированию поверхностных периодических структур (ППС).

1. При $\vec{v} \parallel \vec{k}_t \perp \vec{E}_t$ (см. круговую векторную диаграмму рис. 2, а) и нормальном падении излучения формировалась решетка \vec{g} с периодом, который в зависимости от параметров q и v изменялся в диапазоне $2.7 \leq d \leq 3.4$ мкм, причем $\vec{g} \parallel \vec{v}$ (см.

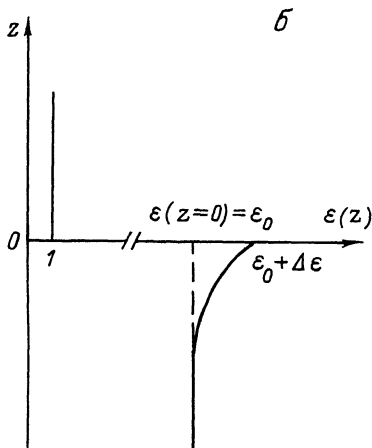
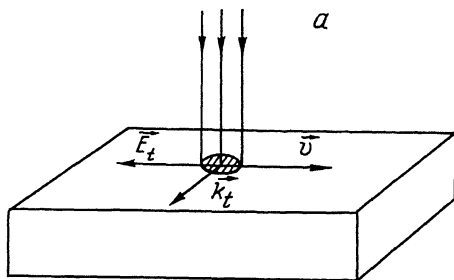


Рис. 1. а) Схема эксперимента со сканированием линейно поляризованного излучения непрерывного CO_2 -лазера по поверхности полупроводника. б) Изменение диэлектрической проницаемости полупроводника $\epsilon(z)$, индуцированное разогревом под действием лазерного излучения.

микрофотографию рельефа поверхности на рис. 2,а). При падении излучения под углом и фиксированных условиях воздействия период рельефа был больше при $\vec{v} \parallel \vec{k}_t$ (d_1) и меньше при $\vec{v} \parallel (-\vec{k}_t)$ (d_2). Например, для $\theta = 12.4^\circ$ $d_1 = 3.13$ мкм, а $d_2 = 2.7$ мкм. Вблизи порога формирования рельефа наблюдалось образование прерывистого следа воздействия; в областях формирования следа наблюдалось видимое свечение поверхности. Порог формирования рельефа (с $d(\theta = 0^\circ) = 3.3-3.4$ мкм) в наших опытах был и порогом разрушения поверхности (если не рассматривать образование трещины вдоль следа воздействия).

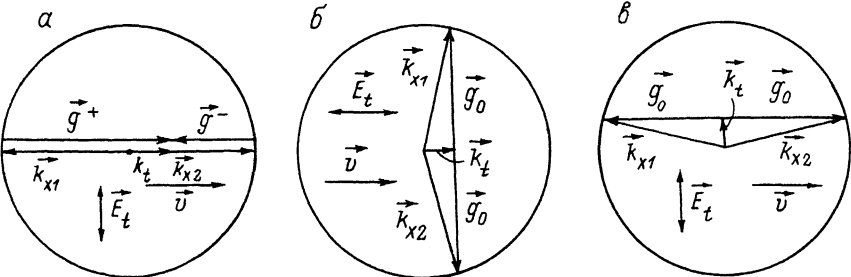


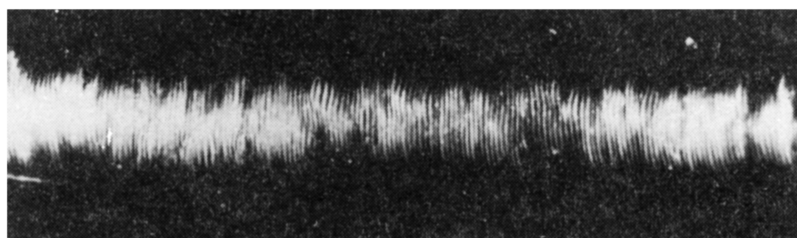
Рис. 2. Круговые векторные диаграммы, иллюстрирующие образование поверхностных периодических структур при возбуждении волноводных мод ТЕ-типа под действием сканирующего лазерного излучения в условиях: а) $\vec{v} \parallel \vec{k}_t \perp \vec{E}_t$, б) $\vec{v} \parallel \vec{k}_t \parallel \vec{E}_t$, в) $\vec{E}_t \parallel \vec{k}_t \perp \vec{v}$.

2. $\vec{v} \parallel \vec{E}_t \parallel \vec{k}_t$ (см. рис. 2, б). В этом случае $\vec{g} \perp \vec{v}$; при сравнительно высоких $q \sim 3-3.5$ кВт/см² образуется рельеф, сплошь покрывающий след. При понижении q области локализации рельефа принимают характерный подковообразный вид. Среднее расстояние в направлении \vec{v} между этими областями при понижении q до 2-2.5 кВт/см² увеличивалось от 10 до 50 мкм при одновременном уменьшении ширины следа. Если сканирование велось по области с царапиной, ориентированной перпендикулярно \vec{v} , наблюдалось локальное увеличение ширины следа в 1.5-2 раза.

3. $\vec{E}_t \parallel \vec{k}_t \perp \vec{v}$ (см. рис. 2, в). При больших значениях q формируется сплошной рельеф с $\vec{g} \parallel \vec{v}$. С понижением q образуются области регулярного рельефа в виде идущих под небольшим углом к \vec{v} характерных треков: ряд областей представляет собой взаимопересечение треков.

4. Формирование ППС наблюдалось и в неподвижном пятне. Время воздействия τ изменяли от 0.5 до 20 с ($\theta = 0^\circ$, $q = 3.5$ кВт/см²). Основной особенностью этого процесса является то, что при $\tau \sim 1-2$ с появляется асимметрия зоны формирования ППС ($\vec{g} \perp \vec{E}_t$): пятно оказывается вытянутым в направлении, перпендикулярном \vec{E}_t . Относительное увеличение размера пятна достигало ~ 1.4 . При этом период рельефа по краю пятна был выше, чем в центре (и уменьшался с ростом τ), а сами ППС локализовались в нескольких кольцевых зонах. При $\tau \sim 10-20$ с регулярный рельеф начинал разрушаться.

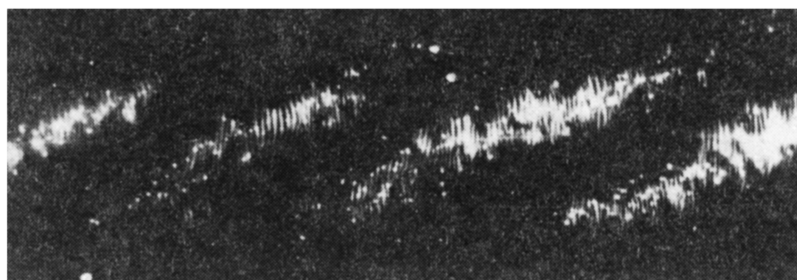
5. Изучалось воздействие поляризованного по кругу излучения ($\theta = 0^\circ$). В этом случае ППС отсутствовали, а в зоне воздействия образовывался неупорядоченный рельеф, хорошо различимый при наблюдении в темном поле. Плотность рассеивающих центров и их характерный размер увеличивались с ростом интенсивности излучения до 1-2 мкм. Порог разрушения поверхности излучением, поляризованным по кругу, оказался не менее, чем в 1.4 раза



a



б



в

Рис. 3. Микрофотографии поверхностных периодических структур, соответствующие векторным диаграммам рис. 2, полученных на поверхности монокристаллического кремния под действием линейно поляризованного сканируемого излучения непрерывного CO_2 -лазера при $v = 1$ мм/с: а) $q = 2.8 \cdot 10^4$ Вт/см², б) $q = 4.2 \cdot 10^4$ Вт/см², в) $q = 3 \cdot 10^4$ Вт/см².

выше, чем при воздействии линейно поляризованного излучения.

Дадим объяснение полученным результатам, исходя из следующей модели. Термический разогрев приповерхностного слоя полупроводника за счет $dn/dT > 0$ приводит в нулевом приближении к образованию планарного волновода, см. рис. 1,б. Падающая волна возбуждает в нем волноводную моду (ВМ); эти волны интерферируют с образованием пространственно неоднородного теплового поля в материале. Образующаяся тепловая решетка является резонансной для возбуждения ВМ, что и обеспечивает положительную обратную связь по амплитуде решетки.¹ Простая оценка показывает, что в типичных условиях эксперимента для характерных длительностей воздействия $t \sim \frac{z}{v} \sim 0.1-1$ с формируется существенно сверхкритический волновод. Анализ ориентации решеток, образующихся в опытах 1-4, показал, что интерферирует волноводная мода ТЕ-типа. Действительно, в опытах $1-3 \vec{g} \perp \vec{E}_t$ (см. рис. 2), причем в опытах 2-3 формируется вырожденная решетка \vec{g}_0 . Треки на рис. 3, в отвечают распространению ВМ под небольшим углом к \vec{v} . Период рельефа определяется выражением

$$d = 2\pi / |\vec{k}_x - \vec{k}_t| = \lambda (\gamma^2 + \sin^2 \theta - 2\gamma \sin \theta \cos \beta)^{-1/2}, \quad (1)$$

дающим при оценках хорошее согласие с экспериментом. Здесь $\gamma = \text{Re } k_x / k_0$, $\beta = \angle \vec{k}_x, \vec{k}_t$, \vec{k}_x - составляющая волнового вектора ВМ в направлении ее распространения. Из анализа модового состава диэлектрических волноводов следует, что величина γ изменяется в интервале [12]:

$$\varepsilon^{1/2} \leq \gamma \leq (\varepsilon + \Delta\varepsilon)^{1/2}, \quad (2)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника в глубине образца, $\Delta\varepsilon = \varepsilon(z=0) - \varepsilon$, $\varepsilon(z=0)$ - значение диэлектрической проницаемости на поверхности полупроводника. Из (1) и (2) видно, что при $\theta = 0^\circ$ диапазон периодов образующегося рельефа

$$\frac{\lambda}{n + \Delta n} \leq d \leq \frac{\lambda}{n}. \quad \text{Для кремния } (n = 3.21, \quad dn/dT = 4.10^{-4} \text{ град}^{-1})$$

$\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T$, $\lambda = 10.6$ мкм, $\Delta T = 1400$ К) это хорошо совпадает с экспериментально определенным диапазоном изменения периода $2.7 \leq d \leq 3.4$ мкм.

Из (1) следует, что при интерференции с ВМ ТЕ-типа, возбуждаемыми S-поляризованным излучением, должны образовываться решетки с периодами $d^\pm = \lambda / (\gamma \pm \sin \theta)$, отвечающие распространению волны в направлении $\pm \vec{v}$. Согласно опыту 1, $d(\vec{k}_t \parallel \vec{v}) = d^- > d(\vec{k}_t \parallel (-\vec{v})) = d^+$. Это соответствует тому, что при сканировании излучения по поверхности полупроводника осуществля-

¹ В действительности из-за конечных размеров зоны облучения эффективная толщина волновода в различных ее точках разная, что несомненно влияет на добротность системы и эффективность возбуждения ВМ.

ется своеобразная селекция направлений возбуждения ВМ: доминируют направления возбуждения мод, сопровождающих движущийся пучок, поскольку они участвуют в опережающей трансляции решетки, как в опытах со сканированием по поверхности металла и возбуждением ПЭВ. Действительно, наблюдавшаяся асимметрия зоны формирования ППС в опыте 4 свидетельствует о влиянии конечности длины распространения ВМ на характер разрушения поверхности. Таким образом, совокупность полученных экспериментальных результатов при $q < q_0$ хорошо объясняется в модели термического градиентного ограниченного волновода.

6. При фиксированных условиях воздействия рельеф, период которого попадал в приведенный диапазон, характеризовался стабильностью величины d вдоль следа воздействия. Однако при $q > q_0$ наблюдалось заметное увеличение периода от 3.4 до 5.6 мкм без изменения ориентации рельефа (опыты 1-3). Период такого рельефа заметно менее стабилен по величине и направлению, а глубина рельефа выше. Из опыта 2 ($\vec{q}_0 \perp \vec{v}$) следует, что период рельефа в центре следа был в 1.3-2 раза выше, чем на периферии. Таким образом, при $q > q_0$ с падающим излучением интерферирует ТЕ-мода с длиной волны 3.5-5.6 мкм. Такое поведение рельефа качественно объясняется, если учесть существенное изменение свойств поверхностного слоя полупроводника при регулярно неоднородном плавлении. Охарактеризуем свойства этого слоя эффективной диэлектрической проницаемостью (ϵ^*). При повышении q вплоть до q_0 отвечающих достижению $\epsilon^* \approx 0$, резко изменяется дисперсионное соотношение для ВМ, поскольку поверхностный слой, являясь полупрозрачным, приобретает металлические свойства. Действительно, дисперсия ВМ в диэлектрическом волноводе определяется неравенствами (2), а для диэлектрического волновода с одной металлической границей диапазон изменения k_x резко расширяется:

$$(\epsilon + \Delta\epsilon)^{1/2} \geq k_x/k_0 \geq 1, \quad (3)$$

так же, как и в системе с одной металлической границей, рассмотренной в [14]. Именно увеличение диапазона изменения величины k_x и приводит к сильному расширению диапазону периодов формирующегося рельефа. Диапазон изменения плотностей потоков, вызывающих неоднородное плавление, не мал, поскольку $A_T/A_{ж} \sim 5 \div 6$ на $\lambda = 10.6$ мкм. Следует учесть также влияние скрытой теплоты плавления.

Заметим, что формирование ППС с $d \sim \lambda/n$ в рамках предложенной модели возможно на других материалах и длинах волн излучения. Так, нами наблюдалось формирование ППС с $d \sim \lambda/n \neq 10.6$ мкм на антимониде индия, а также при $\lambda = 1.06$ на арсениде галлия и на кремнии. По-видимому, опыты [4] также могут быть объяснены в рамках предложенной модели.

Авторы глубоко благодарны М.Н. Либенсону за помощь в работе и обсуждение ее результатов.

- [1] Willis L.Y., E m m o n y D.C. // Optics and Laser Technology. 1975. V. 7. N 5. P. 222-228.
- [2] Баженов В.В., Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д., Трубаев В.В. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1982. Т. 46. № 6. С. 1186-1195.
- [3] Емельянов В.И., Семиногов В.Н. // Поверхность. Физика. Химия, Механика. 1985. № 11. С. 145-149.
- [4] Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Лукошкин В.А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 12. С. 710-713.
- [5] S i r e J.E., v a n D r i e l H.M., Y o u n g J.F. // Canadian Journal of Physics. 1985. V. 63. N 1. P. 104-113.
- [6] Баженов В.В., Макин В.С., Трубаев В.В. Тез. докл. У1 Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 406-407.
- [7] Баженов В.В., Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н., Макин В.С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 18. С. 1104-1110.
- [8] Оксман Я.А., Гончаров Л.А., Зейналов Д.А., Калугина Т.И., Алимов О.М., Семенов А.А., Салядинов В.С. Тез. докл. У Всес. сов. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981. 144 с.
- [9] Анисимов В.Н., Баранов В.Ю., Большов Л.А., Дыхне А.М., Малюта Д.Д., Письменный В.Д., Себрант А.Ю., Степанова М.А. // Поверхность. Физика. Химия. Механика. 1983. № 7. С. 138-145.
- [10] Бонч-Бруевич А.М., Смирнов В.А. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1985. Т. 49. № 6. С. 1203-1208.
- [11] Демчук А.В., Пристрем А.М., Данилович М.И., Лабуннов В.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 4. С. 810-813.
- [12] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [13] L i H.H. // J. Phys. and Chem. Ref. Data. 1980. V. 9. N 3. P. 561-658.
- [14] O t t o A., S o h l e r W. // Opt. Commun. 1971. V. 3. N 4. P. 254-258.