

казано, что кривая плотности солитонов от температуры, рассчитанная из диэлектрических измерений вблизи T_k в СФ, проходит выше, чем соответствующая кривая, построенная по данным ЭПР. Причем несоответствие кривых приходится на интервал температур порядка 5 К ниже T_k^0 , в котором, кроме солитонного, присутствует также доменный вклад в неравновесную ϵ_x .

Подчеркнем, что в интервале температур от 155 до 152.5 К, соответствующем нижней границе области метастабильного состояния, где кривая $\epsilon_\infty(T)$ имеет излом (рис. 2, 4), постоянная времени τ_2 резко уменьшается с 1000 до 0.3 мин (вставка на рис. 1). Это и приводит при более низких температурах практически к совпадению кривой $\epsilon_x(T)$, снятой при охлаждении, с кривой $\epsilon_x(T)$, снятой при нагревании.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Л. А. Шувалову за постоянный интерес к работе и В. М. Варикашу за любезно предоставленные кристаллы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гриднев С. А., Шувалов Л. А., Прасолов Б. Н., Санников В. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 97—100.
 [2] Бочкова Т. М., Трубицин М. П., Бочков О. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3100—3104.

Воронежский политехнический институт

Поступило в Редакцию
2 февраля 1990 г.

УДК 535.36

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СВЕРХТОНКИХ АМОРФНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ Si—SiO₂

В. Н. Денисов, Б. Н. Маврин, Ф. А. Пудонин, Е. А. Виноградов

В последнее время наряду с кристаллическими сверхрешетками большой интерес вызывают и аморфные сверхрешетки [1]. В спектрах комбинационного рассеяния (КР) аморфных сверхрешеток ожидаются те же эффекты размерного квантования, что и для кристаллических сверхрешеток: конфайнмент оптических мод, появление интерфейсных оптических мод, сложение зон и, как следствие, активность в КР акустических фононов. Спектры КР также дают непосредственную информацию о качестве сверхрешеток, степени их упорядоченности и составе. До сих пор исследовался оптический спектр КР лишь аморфной сверхрешетки Si—Ge [2, 3]. В настоящей работе обсуждаются спектры КР сверхтонких аморфных сверхрешеток Si—SiO₂ в области 35—700 см⁻¹.

Параметры аморфных сверхрешеток Si—SiO₂
 (толщины монослоев: $d_{Si} = 1.37$, $d_{SiO_2} = 2.7$ Å)

N	Число монослоев Si	Толщина слоя Si, Å	Число монослоев SiO ₂	Число периодов в сверхрешетке
1	2	2.7	4	90
2	4	5.5	4	50
3	6	8.2	4	30
4	8	11	4	50

Аморфные сверхрешетки Si—SiO₂ недавно были изготовлены поочередным ионно-плазменным ВЧ распылением Si и SiO₂ [4, 5]. Периодическое чередование слоев Si и SiO₂ установлено с помощью профильной Оже-спектроскопии. Размерный квантовый эффект в сверхрешетках проявлялся в увеличении ширины запрещенной зоны *a*-Si по мере уменьшения толщины слоя кремния [4-6]. Характеристики аморфных сверхрешеток, исследованных в данной работе, приведены в таблице.

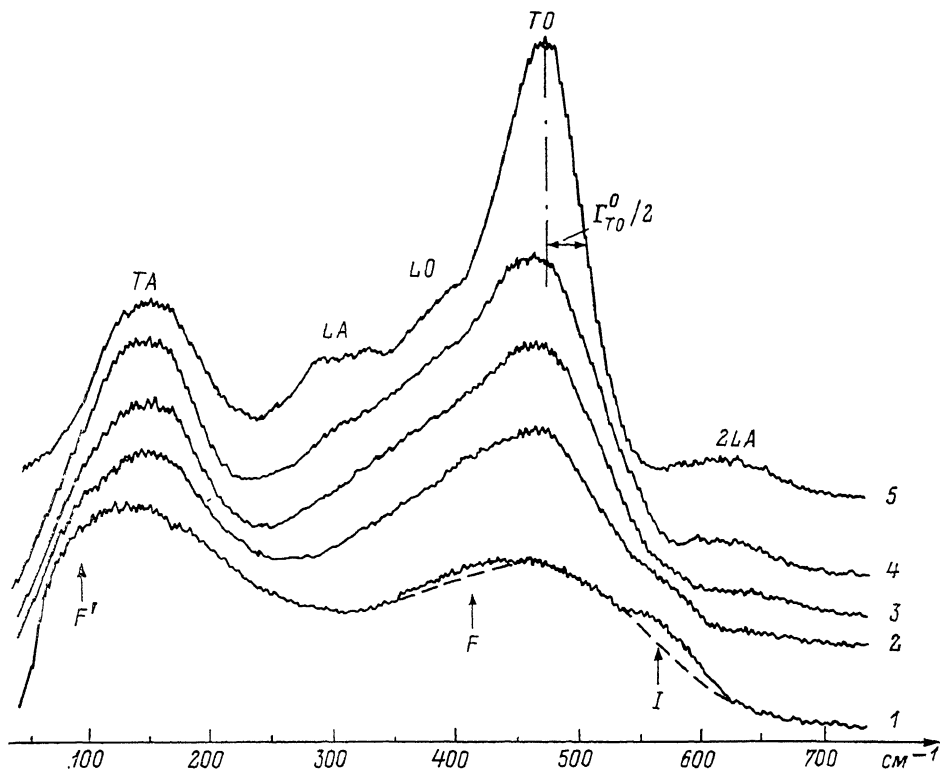


Рис. 1. Спектры КР аморфных сверхрешеток Si—SiO₂ (1—4 соответствуют номерам в таблице) и объемного *a*-Si (5).

Спектры КР сверхрешеток возбуждались излучением аргонового лазера ($\lambda_s=514.5$ нм) в геометрии на отражение при комнатной температуре и регистрировались на тройном многоканальном спектрометре [7]. Поскольку сечение КР *a*-Si на несколько порядков больше сечения КР плавленого кварца (*a*-SiO₂), рассеяние от *a*-Si доминировало в спектре и фактически только оно регистрировалось в эксперименте.

Полосы спектра КР сверхрешеток наблюдались в области ниже 700 см⁻¹, и их положение (150 и 470 см⁻¹) близко к положению *TA*- и *TO*-полос спектра толстой пленки (≈ 1 мкм) *a*-Si (рис. 1). Это в принципе подтверждает образование аморфных слоев Si при данной технологии приготовления сверхрешеток. Однако отношение интегральных интенсивностей *TA*- и *TO*-полос в сверхрешетках совершенно другое, чем в объемном *a*-Si. По мере уменьшения толщины кремниевого слоя относительная интенсивность *TO*-моды падает, что может быть обусловлено дальнейшей локализацией *TO*-моды в сверхрешетке [8].

Существенным различием спектров сверхрешетки и объемного *a*-Si является заметное уширение как *TO*-, так и *TA*-полосы, возрастающее с уменьшением толщины кремниевого слоя в сверхрешетке (рис. 2).

Общепринято считать, что ширина *TO*-полосы (Γ_{TO}) в *a*-Si характеризует отклонение $\Delta\theta$ угла между связями Si—Si от тетраэдрического ($\Gamma_{TO} =$

$=15+6\Delta\Theta$) [9]. Наблюдаемые ширины (рис. 2) свидетельствуют об увеличении $\Delta\Theta$ на $8-10^\circ$ в аморфных кремниевых слоях сверхрешеток по сравнению с $\Delta\Theta$ в объемном a -Si. Этот вывод не противоречит результатам исследования КР тонких пленок a -Si на стекле [10], согласно которым ширина TO -полосы плавно возрастает при уменьшении толщины пленки до 200 \AA . Таким образом, уширение TO -полосы скорее всего связано с сильной неупорядоченностью структуры кремниевых слоев в сверхрешетке. Мы впервые обращаем внимание на изменение также ширины TA -полосы в зависимости от упорядоченности структуры a -Si (рис. 2).

Максимум TO -полосы в сверхрешетках сдвигается относительно этого максимума в объемном a -Si на $6-9 \text{ см}^{-1}$ к низким частотам (рис. 1). Этот сдвиг может быть обусловлен как конфинментом TO -моды, так и напряжениями на интерфейсной границе Si—SiO₂ [11]. Нельзя также исключить возможности уменьшения частоты за счет модификации структуры (в частности, удлинение связей Si—Si) в сверхтонком слое a -Si.

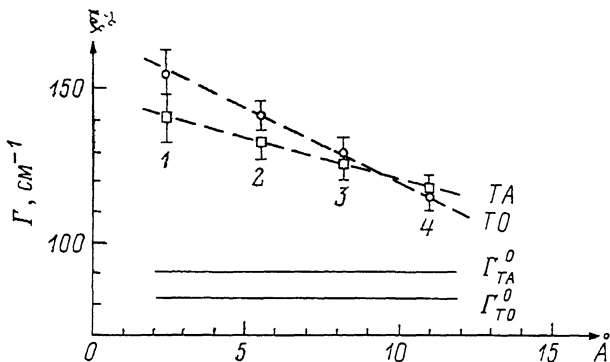


Рис. 2. Зависимость ширины TO - и TA -полосы в спектрах КР сверхрешеток Si—SiO₂ от толщины кремниевого слоя.

Γ_{TO}^0 , Γ_{TA}^0 — ширины TO - и TA -полос соответственно в объемном a -Si.

С уменьшением числа монослоев a -Si не только уширяется TO -полоса, но и на крыльях этой полосы возникают особенности F и I с максимумами вблизи 410 и 570 см^{-1} (рис. 1). Поскольку плечо I наиболее уверенно видно только при минимальном числе монослоев a -Si, разумнее всего его связать с тем обстоятельством, что с уменьшением толщины слоя a -Si возрастает вклад интерфейсных границ Si—SiO₂ в спектр КР и поэтому относительная интенсивность интерфейсной моды в спектрах возрастает для сверхрешеток с более тонкими слоями a -Si. Положение частоты этой моды не противоречит ожидаемому, поскольку на границе Si—SiO₂ вместо тетраэдра [SiSi₄], характерного для объемного a -Si, могут формироваться интерфейсные тетраэдры [SiSi₃O], что должно привести к повышению частоты TO -моды (замена атома Si в тетраэдре на более легкий атом O должна усилить силовую константу для валентного колебания Si—Si [12]).

Появление особенности F на крыле TO -полосы, как и F' на низкочастотном крыле TA -полосы (в области $50-120 \text{ см}^{-1}$), можно связать с эффектом сложения соответственно оптической и акустической зон в сверхрешетке. Действительно, если исходить из известной дисперсии TO - и TA -мод в монокристаллах Si, сложение зон в сверхтонких слоях может привести к возрастанию плотности колебательных состояний на низкочастотных крыльях TO - и TA -полос.

Таким образом, в настоящей работе впервые исследованы спектры КР сверхтонких аморфных сверхрешеток Si—SiO₂. Найдено усиление локализации TO -моды кремния в сверхрешетках с уменьшением толщины кремниевого слоя. Аморфные слои кремния в сверхрешетках сильно разупорядочены, что проявилось в существенном уширении как TO -, так и TA -полосы a -Si. Кроме того, обнаружены дополнительные особен-

ности в спектрах, которые отнесены к проявлению интерфейсной моды и эффектов размерного квантования (сложения колебательных зон).

Список литературы

- [1] Santos P. V., Ley L. // Superlattices and microstruct. 1989. V. 5. N 1. P. 43—50.
- [2] Persons P. D., Ruppert A. F., Abeles B., Tiedje T. // Phys. Rev. 1985. V. 32B. N 8. P. 5558—5560.
- [3] Santos P. V., Ley L. // Phys. Rev. 1987. V. 36B. N 6. P. 3325—3335.
- [4] Крюков С. А., Плотников А. Ф., Пудонин Ф. А., Стопачинский В. Б. // Кр. сообщ. по физике. 1986. № 5. С. 34—37.
- [5] Плотников А. Ф., Пудонин Ф. А., Стопачинский В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 443—444.
- [6] Виноградов Е. А., Макаров Г. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 111—114.
- [7] Гончаров А. Ф., Денисов В. Н., Маврин Б. Н., Подобедов В. Б. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 321—327.
- [8] Vardeny Z., Brafman O. // Phys. Rev. 1979. V. 19B. N 6. P. 3290—3298.
- [9] Beeman D., Tsu R., Thorpe M. F. // Phys. Rev. 1985. V. 32B. N 2. P. 874—878.
- [10] Schubert M. B., Schumm G., Lotter E., Bauer G. H. // Proc. IX Int. Symp. Plasma Chem. 1989. V. 3. P. 1389—1393.
- [11] Bacsa W., Ospelt M., Henz J., von Kanel H., Wachter P. // Helv. Phys. Acta. 1989. V. 62. N 6—7. P. 776—777.
- [12] Накамото К. Инфракрасные спектры неорганических и координационных соединений. М., 1966. С. 155—159.

Институт спектроскопии АН СССР
Троицк

Поступило в Редакцию
2 февраля 1990 г.

УДК 535.37 : 548.0 : 573.35

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ d -ЗОН В СПЕКТРАХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗОЛОТА

В. Г. Плеханов, Т. Н. Силукова

Несмотря на то что с момента первого наблюдения Мурадяном [1] фотолюминесценции металлов (золото, медь и т. д.) прошло более двух десятилетий, задача исследования зонной структуры металлов оптическими методами до настоящего времени остается актуальной, о чем свидетельствует, в частности, обильная литература (см., например, [2, 3]). И дело здесь, по-видимому, не только в большом прикладном аспекте этой задачи, который в первую очередь связан с разработкой и применением люминесцентного метода в качестве метода неразрушающего контроля (в том числе, например, при изучении микромеханизмов разрушения металлов и металлических конструкций). Актуальной остается задача изучения механизма генерации второй гармоники лазерного излучения от металлов.

Настоящее сообщение, являясь логическим развитием результатов работ [1–3], посвящено исследованию зонной структуры металлического золота методом низкотемпературной люминесценции. При этом обнаруженная структура как в спектрах собственной люминесценции, так и ее спектрах возбуждения однозначно свидетельствует о проявлении структуры верхней валентной d -зоны золота.

Используемая аппаратура, на которой осуществлены эксперименты, неоднократно описывалась ранее (см., например, [4, 5]). Отметим только, что низкое значение квантового выхода люминесценции металлов (по оценке авторов работы [3], $\eta \simeq 10^{-10}$) предъявляет высокие требования к чувствительности экспериментальной установки. Последнее в настоящее время относительно легко реализуется при использовании системы