

УДК 537.312

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ ПОСЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ЭПИТАКСИИ $YBaCuO$

М. М. Бонч-Осмоловский, Т. И. Галкина, А. Ю. Клоков,  
Е. Е. Онищенко, А. И. Шарков

*Исследовано распространение тепловых импульсов после фотовозбуждения в тонких (0,4 мм) пластинах кремния до и после лазерной эпитаксии  $YBaCuO$ . При анализе полученных данных на основе модели фононных поколений и метода Монте-Карло сделан вывод о введении в кремний в процессе эпитаксии центров рассеяния, изменяющих скорость отвода тепла.*

Для исследования распространения неравновесных фононов в кремнии при больших уровнях возбуждения требуются детекторы с большим динамическим диапазоном. Таким детектором может быть болометр на основе  $YBaCuO$ . Однако технология изготовления пленок ВТСП на кремнии (лазерная эпитаксия) предполагает отжиг при высокой температуре в атмосфере кислорода. При подобных процессах в кристалл могут вводиться различные дефекты, появление которых может сказаться на распространении неравновесных фононов в кремниевых подложках в структурах ВТСП/кремний. Для оценки влияния этого эффекта мы исследовали тепловые импульсы в различных образцах кремния ориентации [100]: чистом ( $\rho = 8 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ ) и промышленном кремнии ( $\rho = 2,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) как до, так и после лазерной эпитаксии  $YBaCuO$ . Образцы промышленного кремния с  $\rho = 2,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  использовались для нанесения  $YBaCuO$  в связи с лучшим качеством обработки поверхности.

Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Фононы рождались при фотовозбуждении поверхности  $Si$  лазерным импульсом ( $\lambda = 0,34 \text{ мкм}$ ;  $\Delta t = 7,5 \text{ нс}$ ;  $f = 100 \text{ Гц}$ ) и регистрировались тонкопленочными болометрами (размерами  $0,35 \times 0,5 \text{ мм}^2$  или  $1,3 \times 1,5 \text{ мм}^2$ ) на основе гранулированного алюминия [1].

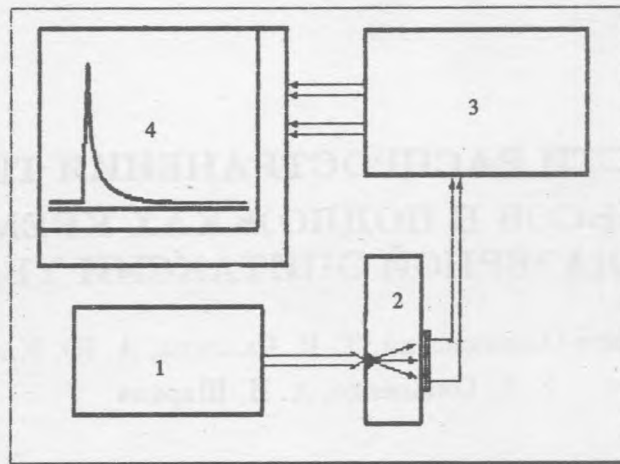


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – азотный лазер ЛГИ-21; 2 – образец  $Si [100]$  толщиной 0,4 мм с болометром; 3 – система регистрации; 4 – графопостроитель.

На рис. 2 изображены отклики болометров на приход фононов для следующих экспериментов: кривые 1, 2 – отклик малого и большого болометров из гранулированного алюминия при распространении акустических фононов через образец чистого  $Si$  ( $\rho = 8 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ ) толщиной 0,4 мм при малых плотностях падающей энергии; уширение кривой 2 по сравнению с кривой 1 "аппаратурное", т.е. объясняется чисто геометрическими факторами (взаимным расположением пятна возбуждения и болометра с учетом анизотропии групповой скорости акустических фононов). Кривая 3 относится к образцу  $Si$  с  $\rho = 2,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и уширение по сравнению с кривой 1 определяется увеличением числа примесей, т.е. числа рассеивающих центров, что было замечено еще в [2]. Кривая 4 относится к тому же самому образцу, но подвергнутому напылению пленки  $YBaCuO$  [3] (которая была затем удалена). Уширение кривой 4 по сравнению с кривой 3 мы связываем с рассеянием фононов на дополнительных примесях, либо термодефектах, вводимых в кремний из буферного слоя YSZ, либо из атмосферы кислорода (согласно технологии, развитой в [3], образец находился около получаса при температуре  $\simeq 800^\circ\text{C}$  в атмосфере кислорода). При этом  $\rho$  уменьшилось с 2,5 до 1  $\text{Ом} \cdot \text{см}$ , т.е. было введено неконтролируемых акцепторов около  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  (образец остался p-типа). Кривая 4 наглядно демонстрирует уширение отклика при распространении теплового импульса через кристалл  $Si$  с подобной концентрацией примесей.

Во всех описанных случаях был реализован малый уровень возбуждения, т.е. плотность энергии возбуждения как правило не превышала  $10 \text{ мкДж/мм}^2$ , что соответ-

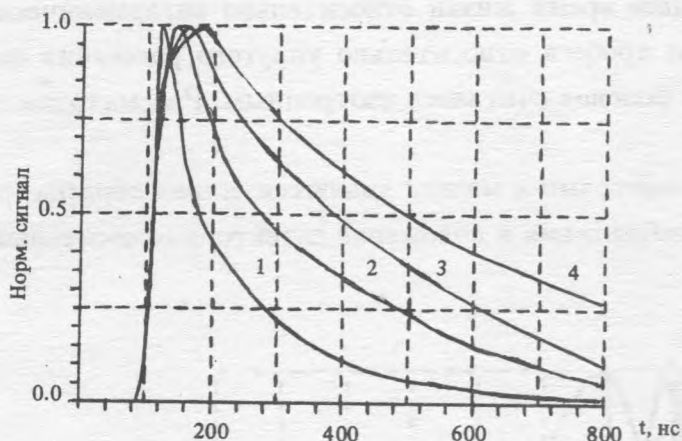


Рис. 2. Отклик болометров. 1) Отклик болометра  $0.35 \times 0.50 \text{ мкм}^2$  на чистом кремнии. Энергия в импульсе  $E = 1.4 \text{ нДж}$ , плотность энергии  $P = 15 \text{ нДж/мм}^2$ , диаметр пятна  $D \simeq 200 \text{ мкм}$ . Ширина отклика на полувысоте  $\Delta t = 80 \text{ нс}$ . 2) Отклик болометра  $1.30 \times 1.50 \text{ мкм}^2$  на чистом кремнии.  $E = 1.1 \text{ нДж}$ ,  $P = 10 \text{ нДж/мм}^2$ ,  $D \simeq 400 \text{ мкм}$ ,  $\Delta t = 160 \text{ нс}$ . 3) Отклик болометра  $0.35 \times 0.50 \text{ мкм}^2$  на кремнии до напыления ВТСП ( $\rho = 2.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ).  $E = 10 \text{ нДж}$ ,  $P = 400 \text{ нДж/мм}^2$ ,  $D \simeq 160 \text{ мкм}$ ,  $\Delta t = 300 \text{ нс}$ . 4) Отклик болометра  $0.35 \times 0.50 \text{ мкм}^2$  на кремнии после напыления ВТСП ( $\rho$  изменилось от  $2.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  до  $0.8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ).  $E = 10 \text{ нДж}$ ,  $P = 10 \text{ мкДж/мм}^2$ ,  $D \simeq 60 \text{ мкм}$ ,  $\Delta t = 400 \text{ нс}$ .

ствует числам заполнения  $n \ll 1$ . Это означает, что, согласно [4], в этом случае не идут процессы слияния фононов и нельзя говорить об установлении температуры: отвод энергии (распространение фононов) идет в режиме квазидиффузии.

Для полуколичественного объяснения полученных кривых была построена следующая модель: используя представление о фононных поколениях [5] на основе метода Монте – Карло была разработана программа, позволяющая моделировать распространение последовательных поколений фононов и получать вид временной зависимости сигнала с болометра.

Приближениями модели фононных поколений являются предположения о делении фонона при ангармоническом распаде на два фонона равных энергий и отсутствии процессов фонон-фононного слияния. Это дает возможность говорить о существовании в кристалле в данное время одного или нескольких поколений фононов со своими характеристиками.

Основной характеристикой фононов в поколении являются энергия (частота) фононов; она определяет среднее время жизни относительно ангармонического распада и среднее время свободного пробега относительно упругого рассеяния на дефектах решетки. Распространение фононов считалось изотропным. Рассматривались только ТА фононы.

Геометрическими параметрами в модели являются: длина образца, размеры детектора, размеры области возбуждения и положение детектора относительно области возбуждения.

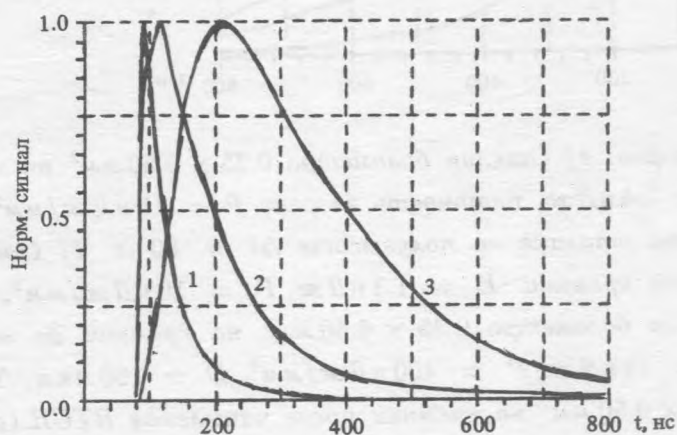


Рис. 3. Расчетный отклик болометра  $0.35 \times 0.50 \text{ мм}^2$ . 1) Отклик болометра для изотопически чистого кристалла ( $A = 2.43 \cdot 10^{-42} \text{ с}^3$ ). Ширина отклика на полувысоте  $\Delta t = 40 \text{ нс}$ . 2) Отклик болометра для дефектного кристалла ( $A = 6.17 \cdot 10^{-42} \text{ с}^3$ );  $\Delta t = 110 \text{ нс}$ . 3) Отклик болометра для кристалла с большим числом центров рассеяния, чем для образца кривой 2 ( $A = 1.60 \cdot 10^{-41} \text{ с}^3$ ). Можно заметить диффузионный характер отклика (сдвиг максимума импульса на  $230 \text{ нс}$  и  $\Delta t = 260 \text{ нс}$ ).

Среднее время свободного пробега относительно упругого рассеяния  $\tau_s$  зависит от частоты фононов  $\nu$ :  $\tau_s^{-1} = A\nu^4$ . Для случая рассеяний только на изотопических дефектах величина  $A = 2,43 \cdot 10^{-42} \text{ с}^3$  [6]. При наличии других центров рассеяния величина  $A$  увеличится, а соответствующие времена свободного пробега уменьшатся. Таким образом, изменяемым параметром при расчетах было среднее время свободного пробега относительно упругого рассеяния, соответствующее количеству центров рассеяния, т.е., например, степени дефектности кристалла.

Расчеты показывают, что в геометрии нашего эксперимента основной сигнал дают фононы с  $\nu = 1,88 \text{ ТГц}$  и временем жизни  $\tau = 0,58 \text{ пкс}$ , однако с уменьшением времени свободного пробега возрастает вклад в сигнал фононов следующего поколения с  $\nu = 0,94 \text{ ТГц}$  и  $\tau = 19 \text{ пкс}$ .

На рис. 3 представлены рассчитанные отклики болометра для различных величин среднего времени свободного пробега, т.е. различных  $A$ .

Можно заметить изменение режима распространения фононов в кристалле от баллистического (кривая 1) к диффузионному (кривая 3), наблюдающееся при изменении времени свободного пробега, что проявляется в сдвиге максимума сигнала и увеличении его длительности. Можно видеть, как изменение числа центров рассеяния влияет на длительность и форму сигнала, что и дает объяснение результатов, представленных на рис. 2.

Таким образом, результаты работы сводятся к следующему: в процессе лазерной эпитаксии  $YBaCuO$  в подложку кремния вводится некоторое количество дефектов акцепторного типа, в связи с чем заметно изменяется форма тепловых импульсов, т.е. скорость отвода тепла.

Авторы выражают благодарность Е. В. Печеню и С. И. Красносвободцеву за предоставленные структуры  $YBaCuO/YSZ/Si$ .

Эта работа поддерживалась частично грантом Фонда Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Блинов А. Ю. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 31 (1989).
- [2] Померанц М., фон Гутфельд Р. Дж. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, Ленинград, Изд. Наука, 1968, 2, с. 732.
- [3] Красносвободцев S. I., Печен' E. V., Physica C, 185-189, 2097 (1991).
- [4] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 61, 1318 (1985).
- [5] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. Письма в ЖЭТФ, 27, 194 (1978).
- [6] Тамуга Sh., Phys. Rev. B, 31, 2574 (1985).

Поступила в редакцию 6 декабря 1993 г.