

## ЧАСТИЧНО-РАЗУПОРЯДОЧЕННОЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ : ПРОЯВЛЕНИЕ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОГО НАНОРАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА

© 2025 г. Б. Н. Миронов<sup>1</sup>, Д. Г. Пойдашев<sup>1</sup>, С. А. Асеев<sup>1</sup>, А. Л. Малиновский<sup>1</sup>, А. С. Авилов<sup>2,\*</sup>, А. А. Ищенко<sup>3</sup>, Е. А. Рябов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

<sup>2</sup>Отделение “Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова” Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>3</sup>РТУ–МИРЭА – Российский технологический университет, Институт тонких химических технологий им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: avilovanatoly@mail.ru

Поступила в редакцию 08.12.2024 г.

После доработки 20.01.2025 г.

Принята к публикации 20.01.2025 г.

С помощью импульсного электронографа исследован фазовый переход в пленке  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST) толщиной  $\sim 10$  нм при ее нагреве от комнатной температуры до  $\sim 400^\circ\text{C}$ . В процессе кристаллизации свободновисящего аморфного образца обнаружено формирование гексагональной фазы GST, в которой перемешивание Sb и Ge приводит к формальному нарушению трансляционной симметрии и симметрии элементарной ячейки. Однако при нагреве идентичной аморфной пленки GST на углеродной мембране кристаллическое состояние представлено лишь кубической фазой. В рамках теории Филлипса предложено качественное объяснение такого наноразмерного эффекта в GST, которое открывает новые возможности управления структурным упорядочением в материалах фазовой памяти.

DOI: 10.31857/S0023476125050113, EDN: VFYWZL

### ВВЕДЕНИЕ

Обратимые фазовые переходы в халькогенидных соединениях IV–VI групп химических элементов вызвали огромный интерес как в фундаментальном, так и в практическом аспекте. Кардинальное отличие электрической проводимости и оптических свойств (пропускание/отражение света) в аморфных и кристаллических состояниях в совокупности с возможностью многократных переходов между ними стало основой их использования для энергонезависимого хранения информации, а также в области фотоники [1–5]. Контролируемое изменение структуры материалов фазовой памяти может происходить под действием теплового воздействия, электрического импульса, лазерного излучения, изменения давления в среде. Повышение быстродействия, увеличение количества циклов записи, а также уменьшение энергозатрат стали основными направлениями исследований во многих работах (например, [1–5]).

Соединение  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST) – наиболее перспективный представитель халькогенидных полупроводников в области создания элементов памяти

с произвольным доступом (PCRAM – Phase-change Random Access Memory) [6–11]. Фазовый переход в GST может происходить в результате нагрева материала. При повышении температуры ( $T$ ) до  $\sim 160^\circ\text{C}$  GST переходит из аморфного состояния в кристаллическое, которое представлено кубической ( $c$ ) гранецентрированной формой, а дальнейший нагрев до  $\sim 250^\circ\text{C}$  сопровождается формированием уже гексагональной ( $h$ ) фазы [1, 12]. Обратимость такого процесса в течение огромного количества циклов является отличительной чертой материалов фазовой памяти.

Однако оказалось, что в практическом аспекте зарождение  $h$ -фазы ограничивает скорость быстродействия, увеличивает энергозатраты и уменьшает срок службы устройства [13–15]. Поэтому представляется исключительно важным избежать такой “паразитной” структуры в процессе элементарного акта записи информации. Успешная реализация этой стратегии становится важным элементом использования подобных материалов.

В настоящей работе продемонстрирован метод, позволяющий решить эту важную задачу. В рамках

контроля структурного упорядочения в материалах фазовой памяти исследовано влияние углеродной подложки на формирование *h*-фазы при нагревании тонкого образца GST. Одновременно была приготовлена и взята для сравнения свободновисящая пленка материала фазовой памяти. Оба образца первоначально находились в аморфном состоянии при комнатной температуре.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе использована установка ультрабыстрой электронной дифракции, в которой тонкопленочный образец зондируют на просвет ультракороткими электронными импульсами [16, 17]. Электронный сгусток с кинетической энергией 47 кэВ (содержащий  $\sim 10^3$  электронов в каждом импульсе) получен в результате облучения полупрозрачного плоского металлического катода на основе пленки золота третьей гармоникой фемтосекундного Ti:Sapphire лазера (на длине волны  $\lambda \approx 267$  нм). Частота повторения лазерных импульсов в эксперименте – 1 кГц. В области образца (вакуум на уровне  $\sim 10^{-8}$  торр получен с помощью безмасляного насоса) диаметр электронного пучка составляет  $\sim 100$  мкм. Позиционно-чувствительная схема детектирования собрана из люминофорного экрана, информацию с которого считывала камера с CCD-матрицей (ПЗС-матрицей).

Такой прибор позволяет проводить измерения двух типов. С одной стороны, при возбуждении образца ультракороткими лазерными импульсами, оптически синхронизированными с зондирующим фотоэлектронным импульсом, открывается возможность наблюдения структурной динамики (например, лазерно-индущированных фазовых переходов) с помощью ультрабыстрой электронной дифракции [18]. Необходимым условием для этого является накопление сигнала от многих строго обратимых процессов, сопровождающихся изменением картины электронной дифракции. В таких условиях метод “накачка–зондирование” (pump–probe) позволяет развернуть исследуемый процесс во времени. С другой стороны, данный прибор может быть использован в “классическом” режиме для наблюдения электронной дифракции в тонких кристаллах в статике при разных температурах. В настоящей работе использован именно этот подход.

Для измерений подготовлены тонкопленочные образцы GST двух типов толщиной  $\sim 10$  нм, изначально находившиеся в аморфном состоянии (рис. 1). Напыление пленок осуществляли с помощью магнетрона постоянного тока с использованием стехиометрической мишени  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ . В первом случае вещество наносили на свежий скол кристалла  $\text{NaCl}$  с последующим переносом

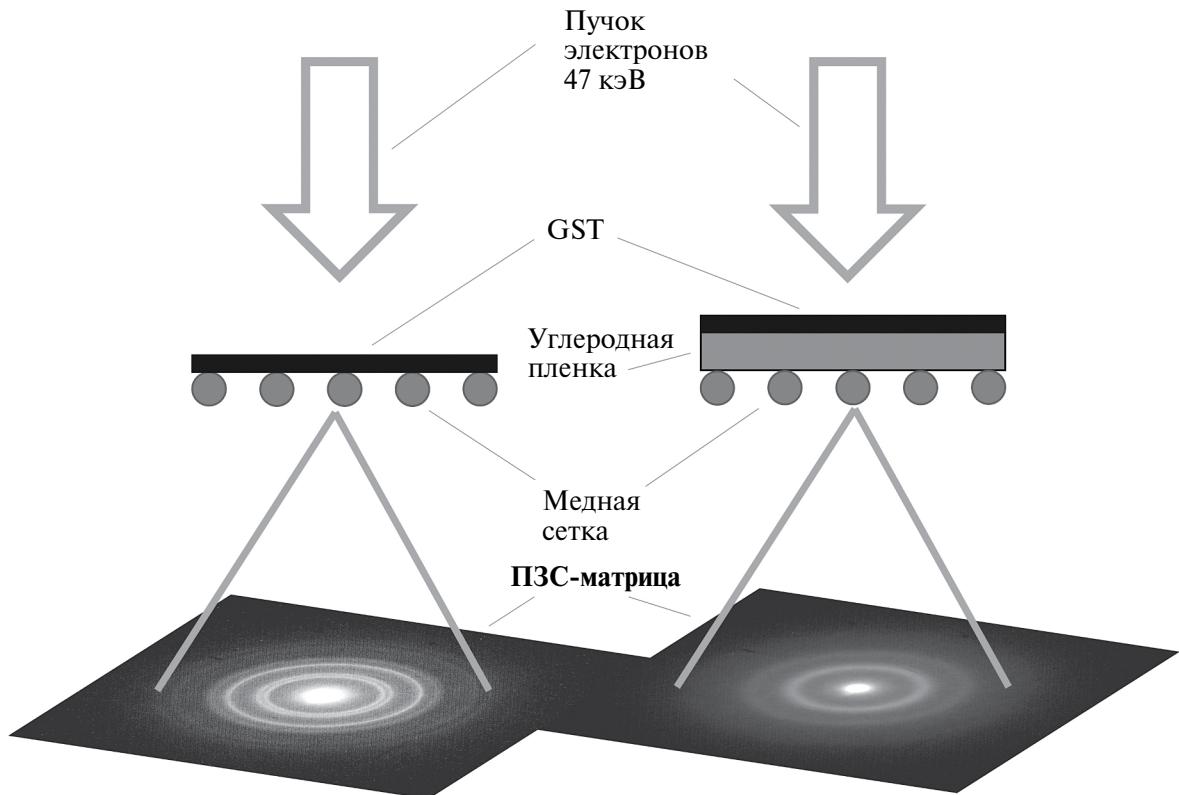


Рис. 1. Принципиальная схема измерений с использованием двух образцов GST: слева – свободновисящая пленка, полученная путем переноса на медную сетку, справа – образец на опорной мембране из аморфного углерода на медной сетке.

материала (после растворения соли в воде) на чистую медную сетку. Во втором случае пленку GST по аналогичной процедуре переносили на традиционно применяемую в просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) опорную мембрану, в роли которой выступала медная сетка, покрытая слоем аморфного углерода толщиной 15–20 нм. В эксперименте применены две пары медных сеток, различающихся пространственным периодом, составляющим  $\xi = 64$  или 17 мкм. Важно отметить, что пленки GST для обоих образцов формировались одновременно в отдельной вакуумной камере с магнетроном.

Держатель образца был выполнен из особо чистой меди марки М0 и представлял собой бруск от размером  $10 \times 13 \times 60$  мм. Внутри этого бруска располагался керамический нагреватель диаметром 6 мм, длиной 20 мм и мощностью 70 Вт, что обеспечивало нагрев образца до  $400^{\circ}\text{C}$ . В непосредственной близости от нагревателя (внутри бруска) размещена термопара. Контроль температуры шел в режиме онлайн.

Для прохождения зондирующего электронного пучка в бруске сделаны два отверстия диаметром 2 мм. Образцы диаметром 3 мм накладывали на нагреваемую поверхность (на расстоянии 10 мм от нагревателя и термопары) и для хорошего теплового контакта прижимали к медному бруск жесткой латунной пластиной. Для предотвращения потери тепла всю конструкцию с помощью тонкостенной керамической трубы крепили к узлу перемещения, с помощью которого можно было

прецессионно позиционировать образец относительно пучка электронов.

Поскольку при нагреве результаты эксперимента не зависели от величины  $\xi$ , можно предположить, что температуры образца и нагревателя совпадали. Подготовленные образцы поочередно помещали в вакуумную камеру электронографа для наблюдения фазового перехода при повышении температуры. Скорость нагрева в обоих случаях  $\sim 10^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ . Оценивая характерное время прохождения тепла через углеродную подложку по соотношению

$$\tau \sim d^2/\alpha,$$

где  $d \sim 10^{-8}$  м – толщина подложки и  $\alpha \sim 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с – коэффициент температуропроводности пленки углерода [19], получаем  $\tau \sim 10^{-8}$  с. Это свидетельствует в пользу того, что в эксперименте образец GST на углеродной пленке быстро реагировал на изменение температуры нагревателя. Поэтому в обоих случаях (рис. 1) температура образца практически совпадала с температурой нагревателя.

#### ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Картина электронной дифракции в приготовленной с помощью магнетронного напыления тонкой пленке GST при  $T = 23^{\circ}\text{C}$  показана на рис. 2а. Два диффузных дифракционных кольца свидетельствуют о наличии ближнего порядка в структуре, характерного для аморфной фазы. Для сравнения на рис. 2б представлена электронограмма свободновисящего образца при  $T = 370^{\circ}\text{C}$ ,

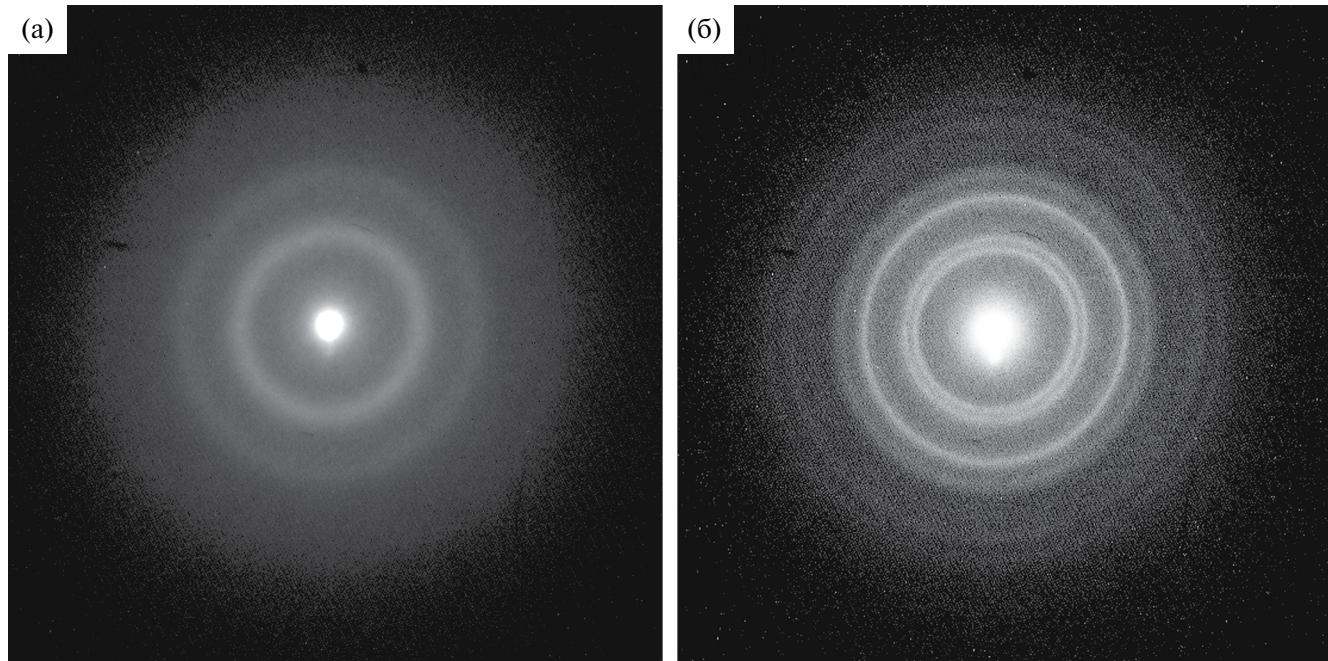


Рис. 2. Электронограммы аморфного (а) и свободновисящего (б) образцов пленки GST толщиной  $\sim 10$  нм при  $23$  (а) и  $370^{\circ}\text{C}$  (б).

иллюстрирующая поликристаллическое состояние GST. В условиях эксперимента параметр рассеяния  $s = (4\pi/\lambda_{dB})\sin(\theta/2)$  лежит в диапазоне  $1-6 \text{ \AA}^{-1}$  (где  $\lambda_{dB} \approx 0.055 \text{ \AA}$  – длина волн де Броиля, а  $\theta$  – угол рассеяния). В эксперименте электронная дифракция непосредственно на “стандартной” углеродной подложке не вносила значительного вклада в измерения: кривые интенсивности рассеяния электронов в обоих образцах в исходном аморфном состоянии (при комнатной температуре) были практически идентичны.

На рис. 3 показана эволюция радиального распределения интенсивности дифрактограмм, зарегистрированных в процессе нагрева свободновисящей пленки и GST на углеродной подложке. В обоих случаях при повышении температуры картина электронной дифракции претерпевала существенные изменения, отвечающие структуре образца при данной  $T$  (рис. 3).

Рассмотрим полученные распределения подробнее. Во-первых, с ростом температуры дифракционные пики становились более острыми, что особенно заметно в случае свободновисящего образца (рис. 3а). Действительно, согласно [1, 12, 20–23] для GST, изначально находившегося в аморфном состоянии, увеличение  $T$  до нескольких сотен градусов должно сопровождаться фазовым переходом в кристаллическое состояние и, соответственно, в случае формирования достаточно больших кристаллитов отражаться в увеличении контраста картины электронной дифракции. Во-вторых, в случае первого образца (рис. 3а) с ростом температуры наблюдается смещение дифракционных пиков, что с учетом [1, 12, 20–23] указывает на формирование

сначала кубической, а затем гексагональной фазы. Этот результат хорошо согласуется с [1, 12], но существенно отличается от поведения второго образца (пленка GST на углеродной мембране) в сходных экспериментальных условиях (рис. 3б). В этом случае зарегистрированная картина электронной дифракции представлена двумя основными пиками, отвечающими  $c$ -фазе. Отметим, что формирование  $h$ -фазы в этом образце может происходить в процессе дальнейшего нагрева до температуры, существенно превышающей  $400^\circ\text{C}$ .

Сделанные выводы о структуре образцов согласуются с [24], где с наносекундным временем разрешением исследован обратимый лазерно-индуцированный фазовый переход в пленке GST из аморфного состояния в кристаллическое, которое представлено  $c$ -фазой. В этой работе проиллюстрировано изменение радиальных распределений интенсивности рассеяния в процессе кристаллизации. Согласно [24] положение крайнего левого пика, отвечающего аморфной фазе (на рис. 3 максимум при  $s \approx 2 \text{ \AA}^{-1}$ ), при переходе в кубическую структуру остается практически неизменным, что хорошо согласуется с поведением образца на углеродной подложке (рис. 3б). Однако в процессе нагрева свободновисящей пленки GST ( $T > 370^\circ\text{C}$ ) проявляется дифракционный максимум при  $s \approx 1.75 \text{ \AA}^{-1}$  (рис. 3а), который указывает на формирование  $h$ -фазы.

Для объяснения влияния углеродной подложки воспользуемся результатами [25], где с помощью ПЭМ с коррекцией сферической аберрации в совокупности с методом дифракции отраженных электронов детально исследован механизм

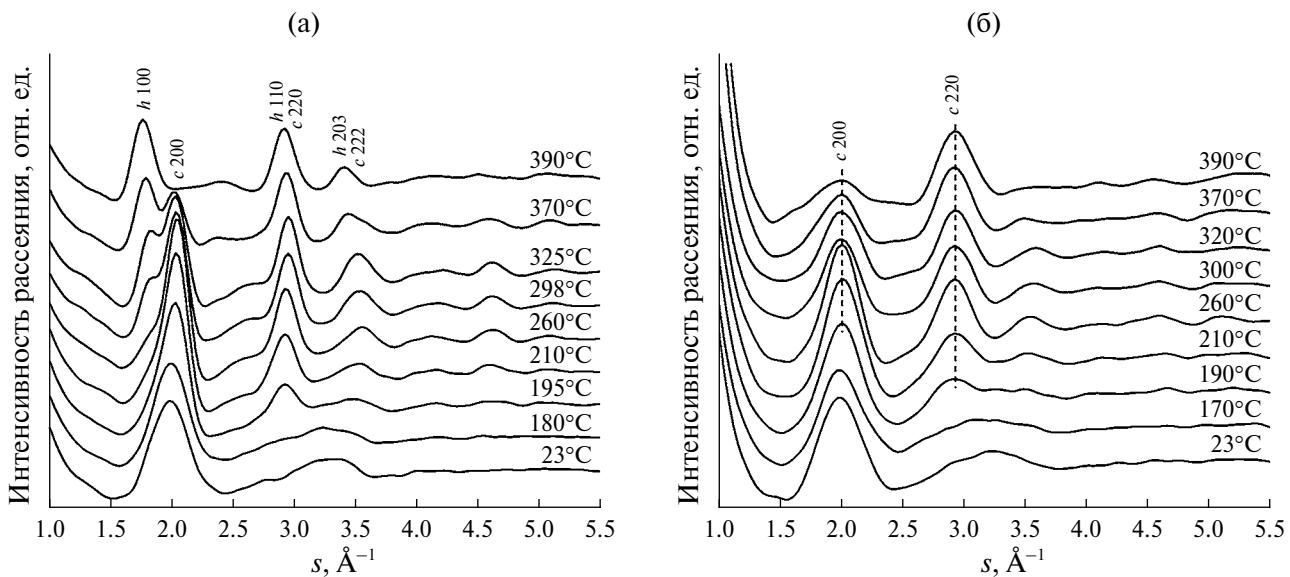


Рис. 3. Радиальные распределения интенсивности рассеяния электронов на свободновисящей пленке GST (а) и углеродной подложке (б) при разных температурах в процессе нагрева образцов;  $h$  и  $c$  отвечают гексагональной и кубической фазам соответственно. Для лучшего восприятия дифракционные картины сдвинуты по вертикали.

формирования *h*-фазы в пленке  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  толщиной  $\sim 20$  нм. Было обнаружено, что упорядочение вакансий вокруг границ зерен в гранецентрированной кубической фазе является отправной точкой для образования зародышей *h*-фазы. Как было отмечено, это можно предотвратить путем введения легирующей примеси, например углерода. В результате агрегация кластеров углерода (обладающих достаточно высокой температурой плавления), преимущественно распределенных в приграничной области, способна кардинальным образом задержать формирование гексагональной структуры в процессе нагрева. Важно подчеркнуть, что в [25] фактически использовано “новое” соединение CGST.

Полученные в настоящей работе результаты наглядно демонстрируют влияние углеродной подложки непосредственно на эволюцию кристаллической фазы в очень тонкой пленке материала фазовой памяти. По аналогии с [25] можно предполагать, что “контакт с углеродом” препятствует переходу из одного кристаллического состояния в другое. Однако в отличие от [25] образцом исследований является чистый GST.

Проявление специфических наноразмерных эффектов, происходящих в приповерхностном слое очень тонкой пленки, может оказывать влияние на свойства всего образца. Для пояснения рассмотрим “классический” способ воздействия на координацию атомов в халькогенидных сплавах.

Возможность изменения среднего порядка в расположении атомов в аморфном полупроводнике определяется так называемой жесткостью структурной сетки (RSN – Rigidity of the Structural Network) [2, 26–29]. Согласно этим работам порог жесткости определяется условием равенства чисел силовых констант ( $n_C$ ), которые зависят от координационного числа  $K$ , и степеней свободы атома ( $n_{DF}$ ):

$$n_C = n_{DF}$$

Для соединений с ковалентным типом связей

$$n_C = K^2/2$$

При  $n_{DF} = 3$  порога жесткости достигают при  $K = 2.45$ , а для эффективного воздействия на средний порядок в веществе необходимо обеспечить условие  $K < 2.45$ .

Для  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (лежащего, как и GST, на линии квазибинарного разреза  $\text{GeTe}-\text{Sb}_2\text{Te}_3$  в треугольнике Гиббса)  $K_{\text{Sb}_2\text{Te}_3} \approx 2.4$ , тогда как для  $\text{GeTe}$   $K_{\text{GeTe}} \approx 3$  [29]. В общем случае для системы типа  $\text{Ge}-\text{Sb}-\text{Te}$  эффективное координационное число равно

$$K_{\text{Ge}-\text{Sb}-\text{Te}} \sim \alpha K_{\text{Sb}_2\text{Te}_3} + \beta K_{\text{GeTe}},$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  учитывают относительные вклады ( $\alpha + \beta = 1$ )  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  и  $\text{GeTe}$  соответственно. Изменяя

значения  $\alpha$  и  $\beta$ , можно, в принципе, управлять структурным упорядочением в материале фазовой памяти. Например, в [30] показано, что при движении по линии квазибинарного разреза  $\text{GeTe}-\text{Sb}_2\text{Te}_3$  в сторону  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , когда  $\alpha >> \beta$  и  $K_{\text{Ge}-\text{Sb}-\text{Te}} \rightarrow 2.4$  (режим малого  $K$ ), заметно увеличивается вероятность формирования *h*-фазы. Здесь важно отметить двойственность (“полуаморфность”) *h*-GST [1], когда положения атомов Te подобно случаю идеального кристалла, а перемещивание Sb и Ge приводит к нарушению трансляционной симметрии.

Естественно, что подобный способ изменения параметра  $K$  (отвечающего структурным характеристикам материала) при перемещении по линии квазибинарного разреза не единственно возможный. Учтем, что поверхностное координационное число меньше аналогичного параметра  $K$  в объеме. Поэтому для очень тонких пленок появляется дополнительная возможность воздействия на координацию атомов. Действительно, уменьшение среднего  $K$  для образца, когда обе поверхности пленки “свободные” (по сравнению с GST на углеродной подложке), по всей видимости, сопровождается ростом вероятности формирования гексагональной структуры, что качественно согласуется с экспериментом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован термоиндуцированный переход из аморфного состояния в кристаллическое для пленок GST толщиной  $\sim 10$  нм, приготовленных методом магнетронного распыления стехиометрической мишени  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ . Зондирование вещества в процессе нагрева осуществляли методом электронной дифракции на просвет. Для сравнения взяты свободновисящая пленка и пленка GST на углеродной мембране, традиционно применяемой в ПЭМ. В схожих экспериментальных условиях при одинаковых скоростях нагрева до  $\sim 400^\circ\text{C}$  установлено, что *h*-фаза проявляется исключительно в случае свободновисящего образца. Во втором случае кристаллическое состояние представлено *c*-фазой, что, возможно, обусловлено влиянием углеродной подложки. Акцентируя внимание на очень тонких пленках материалов фазовой памяти, исследованных в работе, можно предполагать более выраженную роль наноразмерных эффектов в процессах структурного упорядочения. Таким образом, для контроля структуры тонкого образца GST может быть использован контакт с пленкой аморфного углерода, препятствующий формированию *h*-фазы в GST при нагреве.

Авторы выражают благодарность И.В. Кочикову за помощь в анализе распределения интенсивности рассеяния электронов и А.А. Лотину за предоставленную мишень  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ .

Работа выполнена в рамках госзаданий Институту спектроскопии РАН (тема № FFUU-2022-0004) и НИЦ “Курчатовский институт” в части электронно-дифракционных структурных исследований.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Талочкин А.Б., Кок К.А., Терещенко О.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. Вып. 10. С. 683. <https://doi.org/10.31857/S1234567821100086>
2. Козюхин С.А., Лазаренко П.И., Попов А.И., Еременко И.Л. // Успехи химии. 2022. Т. 91. Вып. 9. RCR5033. <https://doi.org/10.1070/RCR5033>
3. Prabhathan P., Sreekanth K.V., Teng J. et al. // iScience. 2023. V. 26. № 12. P. 107946. <https://doi.org/10.1016/j.isci.2023.107946>
4. Wuttig M., Bhaskaran H., Taubner T. // Nature Photon. 2017. V. 11. P. 465. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.126>
5. Kooi B.J., Wuttig M. // Adv. Mater. 2020. V. 32. № 21. P. 1908302. <https://doi.org/10.1002/adma.201908302>
6. Lee Y.K., Yoo C., Kim W. et al. // J. Mater. Chem. C. 2021. V. 9. P. 3708. <https://doi.org/10.1039/D1TC00186H>
7. Neumann C.M., Okabe K.L., Yalon E. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 082103. <https://doi.org/10.1063/1.5080959>
8. Wang X.P., Li X.B., Chen N.K. et al. // Adv. Sci. 2021. V. 8. P. 2004185. <https://doi.org/10.1002/advs.202004185>
9. Simpson R.E., Fons P., Kolobov A.V. et al. // Nat. Nanotechnol. 2011. V. 6. P. 501. <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.96>
10. Urban P., Schneider M.N., Erra L. et al. // Cryst. Eng. Comm. 2013. V. 15. P. 4823. <https://doi.org/10.1039/C3CE26956F>
11. Lotnyk A., Dankwort T., Behrens M. et al. // Acta Mater. 2024. V. 266. P. 119670. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2024.119670>
12. Zheng Y., Cheng Y., Huang R. et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 5915. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-06426-2>
13. Wang Y., Chen X., Cheng Y. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2014. V. 35. № 5. P. 536. <https://doi.org/10.1109/LED.2014.2308909>
14. Njoroge W.K., Wöltgens H.-W., Wuttig M. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2002. V. 20. P. 230. <https://doi.org/10.1116/1.1430249>
15. Do K., Lee D., Ko D.-H. et al. // Electrochim. Solid-State Lett. 2010. V. 13. P. H284. <https://doi.org/10.1149/1.3439647>
16. Миронов Б.Н., Компанец В.О., Асеев С.А. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 494. <https://doi.org/10.7868/S0044451017030051>
17. Aseyev S.A., Ryabov E.A., Mironov B.N. et al. // Chem. Phys. Lett. 2022. V. 797. P. 139599. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2022.139599>
18. Filippetto D., Musumeci P., Li R.K. et al. // Rev. Mod. Phys. 2022. V. 94. P. 045004. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.94.045004>
19. Alwi H.A., Kim Y.Y., Awang R. et al. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 63. P. 199. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.03.062>
20. Lankhorst M.H.R., Ketelaars B.W.S. M.M., Wolters R.A.M. // Nat. Mater. 2005. V. 4. P. 347. <https://doi.org/10.1038/nmat1350>
21. Hegedüs J., Elliott S.R. // Nat. Mater. 2008. V. 7. P. 399. <https://doi.org/10.1038/nmat2157>
22. Siegrist T., Jost P., Volker H. et al. // Nat. Mater. 2011. V. 10. P. 202. <https://doi.org/10.1038/nmat2934>
23. Momand J., Wang R., Boschker J.E. et al. // Nanoscale. 2015. V. 7. P. 19136. <https://doi.org/10.1039/C5NR04530D>
24. Santala M.K., Reed B.W., Topuria T. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 024309. <https://doi.org/10.1063/1.3678447>
25. Liu C., Tang Q., Zheng Y. et al. // APL Mater. 2022. V. 10. № 2. P. 021102. <https://doi.org/10.1063/5.0079370>
26. Phillips J.C. // J. Non-Cryst. Solids. 1979. V. 34. P. 153. [https://doi.org/10.1016/0022-3093\(79\)90033-4](https://doi.org/10.1016/0022-3093(79)90033-4)
27. Phillips J.C. // Phys. Status Solidi. B. 1980. V. 101. № 2. P. 473. <https://doi.org/10.1002/pssb.2221010204>
28. Popov A.I. // Semiconductors and Semimetals. V. 78. / Ed. Fairman R., Ushkov B. Amsterdam, 2004. P. 51.
29. Guo P., Sarangan A.M., Agha I. // Appl. Sci. 2019. V. 9. № 3. P. 530. <https://doi.org/10.3390/app9030530>
30. Zhang W., Wuttig M., Mazzarello R. // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 13496. <https://doi.org/10.1038/srep13496>

## PARTIALLY DISORDERED CRYSTALLINE STATE IN A THIN $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ FILM: MANIFESTATION OF THERMALLY INDUCED NANOSCALE EFFECT

**B. N. Mironov<sup>a</sup>, D. G. Poydashev<sup>a</sup>, S. A. Aseyev<sup>a</sup>, A. L. Malinovsky<sup>a</sup>,  
A. S. Avilov<sup>b,\*</sup>, A. A. Ischenko<sup>c</sup>, E. A. Ryabov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, Russia*

<sup>b</sup>*Shubnikov Institute of Crystallography of the Kurchatov Complex Crystallography and Photonics  
of the NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, 119333 Russia*

<sup>c</sup>*RTU—MIREA – Russian Technological University, Lomonosov Institute of Fine Chemical Technologies, Moscow, Russia*

*\*E-mail: avilovanatoly@mail.ru*

**Abstract.** Using a pulsed electron diffraction instrument, a phase transition in a  $\sim 10$  nm  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST) film was studied upon heating it from room temperature to  $\sim 400^\circ\text{C}$ . During crystallization of a free-standing amorphous sample, the formation of a hexagonal GST phase was detected, for which mixing Sb and Ge leads to a formal violation of translational symmetry and unit cell symmetry. However, upon heating an identical amorphous GST film on a carbon membrane, the crystalline state turned out to be represented only by a cubic phase. Within the framework of the Phillips theory, a qualitative explanation is proposed for such a nanoscale effect in GST, which opens up new possibilities for controlling structural ordering in phase-change memory materials (PCMM).