

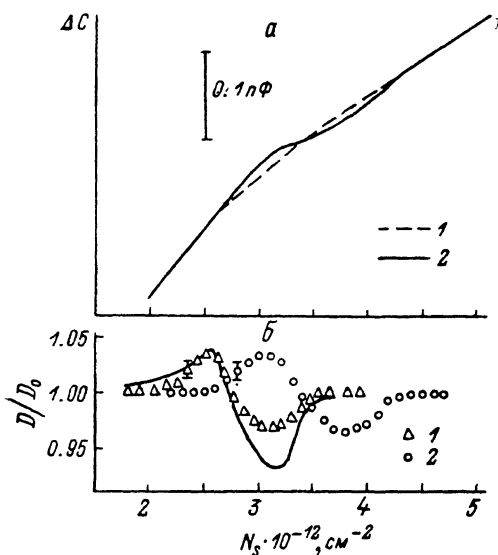
## ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ОДНОМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Быков А. А., Квон З. Д., Ольшанецкий Е. Б.

Двумерный электронный газ у высокоиндексной поверхности кремния является объектом, достаточно хорошо изученным. Обнаружены и исследованы аномалии проводимости и шубниковских осцилляций [1, 2], магнитосопротивления [3], термоэдс [4], определены величины мини-щелей в спектре электронов [5] и т. д. Однако до настоящего времени полностью отсутствовала информация о характере плотности состояний, хотя знание ее необходимо для правильного анализа всех явлений, в том числе перечисленных выше, происходящих в этой системе.

Данная работа восполняет указанный пробел. В ней на основе измерений емкости инверсионного слоя впервые определена плотность состояний двумерного электронного газа, особенности в поведении которой вызваны наличием одномерной сверхрешетки. Исследовано влияние столкновительного уширения на поведение плотности состояний в области мини-щели и установлено, что оно практически не влияет на ее размытие. На основе этого факта сделан вывод о разупорядоченности сверхрешеточного потенциала.

В эксперименте были использованы кремниевые МОП транзисторы, из-



Зависимости  $\Delta C(N_s)$  при 4.2 К (а) и  $D(N_s)/D_0$  (б).

Образцы: а) 1 — КДБ-13, 2 — P13-1; б) 1 — P22-1, 2 — P13-1; сплошная линия — расчет для образца P22-1.

готовленные на поверхностях кремния, отклоненных от поверхности (100) на углы  $\theta=9.5$  и  $10.6^\circ$  вокруг направления [011], с максимальной подвижностью электронов  $\mu=10^4 \div 2 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с.

На рисунке, а показаны результаты измерения изменения емкости МДП структуры  $\Delta C$  в зависимости от концентрации электронов  $N_s$  для образца P13-1 с углом  $\theta=10.6^\circ$  и такая же зависимость для транзистора КДБ-13, изготовленного на сингулярной поверхности (100) кремния. Хорошо видно, что в отличие от КДБ-13 зависимость  $\Delta C(N_s)$  для P13-1 имеет особенность вблизи  $N_s=3 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, обусловленную прохождением уровня Ферми области мини-щели.

Известно, что емкость МДП структуры с двумерным газом можно представить в виде [6]

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_g} + \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_s}, \quad (1)$$

где  $C_g$  — емкость диэлектрика,  $C_s = \gamma(\epsilon_s \epsilon_0 / \langle z \rangle)$  — емкость инверсионного слоя, обусловленная изменением его толщины,  $C_s = e^2(dN_s/dE_f) = e^2 D(E_f)$ ,  $D(E_f)$  — плотность состояний.

Таким образом,  $C$  содержит информацию о плотности состояний. В работе  $C$  измерялась компенсационным методом, поскольку емкость инверсионного

слоя на 3 порядка больше емкости диэлектрика. Изменения в  $D(E_f)$ , обусловленные наличием мини-щели, определялись из сравнения наложенных друг на друга щелевой и бесщелевой зависимостей  $\Delta C(N_s)$  и  $\Delta C_0(N_s)$  при одном и том же значении  $N_s$ . В этом случае, используя (1), получим

$$\frac{\Delta C}{C_g^2} - \frac{\Delta C_0}{C_{g0}^2} = \frac{1}{e^2 D} - \frac{1}{e^2 D_0}. \quad (2)$$

Следует заметить, что бесщелевую зависимость  $\Delta C_0(N_s)$  можно получить не только экспериментально, но и путем экстраполяции кривой  $\Delta C(N_s)$  с левого и правого концов, используя тот факт, что вдали от мини-щели плотность состояний соответствует невозмущенному квадратичному закону дисперсии  $E(k)$ .

Зависимости  $D(N_s)/D_0$ , определенные с использованием (2), показаны на рисунке, б для образцов P13-1 ( $\theta=10.5^\circ$ ) и P22-1 ( $\theta=9.5^\circ$ ). Хорошо видно, что до мини-щели плотность состояний постоянна, однако при  $N_s$ , соответствующих началу мини-щели, она с увеличением  $N_s$  растет, достигает максимума ( $D_{\max}$ ), затем проходит минимум ( $D_{\min}$ ) и с выходом во вторую мини-зону становится постоянной величиной. На рисунке, б приведено сравнение экспериментально определенной зависимости  $D(N_s)/D_0$  с рассчитанной теоретически для образца P22-1. Как видно, расчет дает качественно подобную картину, однако величина  $(D_{\max} - D_{\min})/D_0$ , полученная из него, превышает найденную в 1.5—2 раза. Отсюда ясно, что столкновительное уширение ( $\hbar/\tau$ ,  $\tau$  — время релакции импульса) не является основной причиной размытия мини-щели. Это еще более ярко видно из измерений  $(D_{\max} - D_{\min})/D_0$  на серии образцов (см. таблицу). Из таблицы

№ образца	$\mu$ , см <sup>2</sup> /В · с	$\frac{D_{\max} - D_{\min}}{D_0}$	$\theta$ , град
P13-1	6600	0.07 ± 0.01	10.5
P13-2	6200	0.01 ± 0.01	
P13-3	6800	< 0.01	
P13-8	5300	0.07 ± 0.01	
P14-1	6200	0.03 ± 0.01	
P15-1	6700	0.08 ± 0.01	
P22-1	9200	0.07 ± 0.01	9.5
P22-2	9200	0.07 ± 0.01	
P24-1	9300	< 0.01	
P24-2	9300	0.03 ± 0.01	
P24-3	9300	0.03 ± 0.01	
P24-4	9300	0.05 ± 0.01	

видно, что отсутствует какая-либо корреляция между подвижностью и величиной  $(D_{\max} - D_{\min})/D_0$ , причем существуют ситуации, когда размытие мини-щели вообще не связано со столкновительным уширением. Тривиальным объяснением подобного факта было бы существование в исследуемых образцах неоднородного уширения, обусловленного флуктуациями потенциала, с характерным размером  $L \gg l$  ( $l$  — длина свободного пробега). Однако измерения шумниковских осцилляций, которые также чувствительны к наличию неоднородного уширения, показывают, что как на бесщелевых, так и на щелевых образцах их уширение с точностью 10 % определяется столкновительным временем релаксации  $\tau$ , найденным из измерений подвижности. На основании вышесказанного можно сделать вывод о том, что главной причиной размытия мини-щели является неупорядоченность самого сверхрешеточного потенциала. Этот вывод позволяет одновременно объяснить наблюдаемую ранее в исследуемой системе анизотропию проводимости [7] и результаты данной работы, а также пролить некоторый свет на причины существования сверхрешеток на высокоиндексных поверхностях кремния. В самом деле, если предположить, что причиной сверхрешетки является периодическая система ступенек и террас [8], которая, как показано в [9], не является идеально периодичной, то станет ясно, что эта неидеальная периодичность системы может вызвать анизотропию проводимости и сильное или полное размытие мини-щели. Именно это наблюдается в эксперименте.

Таким образом, в данной работе впервые исследовано поведение плотности состояний двумерного электронного газа в одномерной сверхрешетке на vicinalной поверхности кремния. Установлено, что размытие мини-щели в этих системах не является столкновительным. Сделано предположение, что оно обусловлено неупорядоченностью самого потенциала сверхрешетки. Результаты работы также полезны для анализа кинетических процессов в двумерном газе на высокоиндексных поверхностях полупроводников.

Авторы благодарят М. В. Энтина за указание формулы для расчета плотности состояний и обсуждения, С. И. Дорожкина за обсуждение экспериментальной методики.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Cole T., Lakhani A. A., Stiles P. J. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 13, p. 722—725.
- [2] Квон З. Д., Кольцов Б. Б., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, в. 11, с. 587—589.
- [3] Гусев Г. М., Квон З. Д., Овсюк В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 4, с. 177—179.
- [4] Заварицкий Н. В., Квон З. Д. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, в. 2, с. 446—449.
- [5] Kamgar A., Sturge M., Tsui D. C. — Phys. Rev. B, 1980, v. 22, N 2, p. 841—847.
- [6] Smith T. P., Goldenberg B. B., Stiles P. J., Heiblum M. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 4, p. 2696—2699.
- [7] Квон З. Д., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н., Ягунова Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 5, с. 370—373.
- [8] Olshanetsky B. Z., Shklyaev A. A. — Surf. Sci., 1979, v. 82, N 2, p. 445—452.
- [9] Ольшанецкий Б. З., Ржанов А. В. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 5, с. 337—340.

Институт физики полупроводников  
СФ АН СССР  
Новосибирск

Получено 28.03.1988  
Принято к печати 11.04.1988

*ФТП, том 22, вып. 9, 1988*

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДЕФЕКТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОННОМ ОТЖИГЕ КРЕМНИЯ

Капустин Ю. А., Колокольников Б. М.,  
Свешников А. А., Злобин В. П.

Импульсный фотонный отжиг (ИФО) полупроводниковых материалов некогерентным светом большой мощности и длительностью  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  с показал свою перспективность в ряде вопросов физики и техники полупроводников [1, 2]. Однако вопросы дефектообразования при ИФО, и особенно в условиях, исключающих высокотемпературное воздействие, недостаточно полно освещены и разработаны.

В настоящей работе проведено исследование емкостной нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) в кремнии после воздействия ИФО ксеноновыми лампами. Мощность падающего на образец излучения при ИФО рассчитывалась по методике [3] и составляла  $E \sim 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>, а длительность импульса излучения  $(7 \div 16) \cdot 10^{-2}$  с. При таких условиях облучения в исследуемых образцах кремния достигалась практически равномерная по объему температура. Необходимо отметить, что расчетное и экспериментальное значения температуры образцов имели незначительное расхождение.

Облучению подвергались пластины кремния, выращенного по методу Чохрального, *n*- и *p*-типа, легированные соответственно фосфором и бором с концентрацией свободных носителей  $n \approx p \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Перед проведением ИФО поверхность пластин подвергалась химико-механической полировке на глубину не менее 200 мкм с каждой стороны. Окончательная толщина пластин составляла  $\approx 400$  мкм. Проведенный по методике [2] расчет показал, что температура образцов при используемых условиях ИФО возрастала с увеличением длитель-