

01;05.2;06

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОЙ ВАНЬЕ-ШТАРКОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ПОЛИТИПАХ КАРБИДА КРЕМНИЯ 6Н И 4Н

© В.И.Санкин, И.А.Столичнов, А.А.Мальцев

Ванье-штарковское квантование является одним из наиболее интересных и практически важных явлений, наблюдаемых в полупроводниковых кристаллах в электрическом поле. Сущность феномена заключается в том, что по мере увеличения приложенного к полупроводнику поля, а следовательно и энергии электрона, последний достигает края разрешенной зоны и отражается от него. При этом странствующий электрон превращается в осциллирующий в ограниченной области размером

$$l \sim E_1 e F, \quad (1)$$

где E_1 — ширина разрешенной зоны, F — электрическое поле, e — заряд электрона [1]. С ростом электрического поля амплитуда осцилляций уменьшается, а сам электрон локализуется в области все меньшего размера. Квантование осцилляционного движения электрона приводит к тому, что зона превращается в набор дискретных уровней, известных как ванье-штарковская лестница. Индуцированная электрическим полем локализация приводит к падению электрического тока при увеличении поля, т. е. к отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Исследование ванье-штарковской локализации (ВШЛ) на искусственных сверхрешетках (СР) различными оптическими методами позволило получить большое количество результатов, подтверждающих теоретические предсказания [2]. Результаты в области исследования электронного транспорта выглядят намного скромнее и не могут однозначно интерпретироваться, как проявления эффектов ВШЛ. Можно предположить, что это связано с принципиальными недостатками, присущими искусственным СР, такими как наличие интерфейсов — источников рассеяния электронов.

Для изучения электронного транспорта в условиях ВШЛ авторами предложен другой класс объектов — естественные сверхрешетки различных политипов карбида кремния. Отметим, что они свободны от недостатков искусственных СР, упомянутых выше. Дополнительный кристаллический потенциал с периодом, превышающим период решетки, создается в них за счет разной потенциальной энергии гексагональных и кубических слоев, которые

с жесткой регулярностью чередуются в направлении оси кристалла. В предыдущих работах [3-5] сообщалось о наблюдении ОДП в режиме брэгговского отражения электронов в политипах 4H-SiC и 6H-SiC с пороговыми полями $3 \cdot 10^5$ и $1.5 \cdot 10^5$ В/см соответственно, что согласуется с теоретическими оценками. Этот режим является начальной фазой локализации, и по мере увеличения поля степень электронной локализации увеличивается. Ранее в работах [6-8] авторами сообщалось о достаточно ярком проявлении эффекта ВШЛ при сильных полях в особенностях ударной ионизации в карбиде кремния. Однако результаты исследования ударной ионизации не дают детальной картины развития процессов электронной локализации, которая наблюдается при росте электрического поля. В принципе теоретический анализ для случая сильной локализации был проведен в работах [9,10]. Согласно полученным результатам проводимость в режиме ванье-штарковской лестницы возможна в виде прыжков между энергетическими уровнями с участием фононов. Область такой проводимости имеет множество участков с ОДП, а пороговые поля возникновения ОДП должны удовлетворять резонансному соотношению

$$eFd_n = \text{const.} \quad (2)$$

Здесь const может принимать значения энергий фононов [9] или ширины первой мини-зоны [10], d -период СР, $n = 1, 2, 3 \dots$. Еще одним возможным механизмом проводимости в режиме ВШЛ является межминизонное резонансное туннелирование, рассмотренное в работе [11]. Оно возникает в случае, когда высота ступени ванье-штарковской лестницы eFd равняется энергетическому зазору между первой и второй мини-зонами E_{12} :

$$eFd = E_{12}. \quad (3)$$

Основной целью данной работе является изучение эффектов ВШЛ при полях, значительно более высоких, чем те, которые определяют режим брэгговского отражения. В качестве экспериментальной структуры использовалась та же структура, которая применялась ранее [3,4]. Однако, в связи с необходимостью достижения более сильных полей, в качестве активного слоя использовалась не базовая область, а область объемного заряда коллекторного $p-n$ -перехода [12].

Экспериментальная структура для измерений в таком режиме изготавливалась путем выращивания эпитаксиальных слоев политипов 4H-SiC и 6H-SiC методом сублимации в вакууме. Рост осуществлялся на 0001С грани подложки 6H-SiC в присутствии паров скандия. Введение паров Sc в зону роста позволяло выращивать эпитаксиальные

слой p -типа, а также трансформировать политип подложки в $4H$ -SiC, так как известно [13], что редкоземельные элементы стабилизируют рост более гексагональных политипов, чем $6H$ (процент гексагональности составляет у $4H$ 50%, а у $6H$ — 33%). Рост эпитаксиальных слоев проводился в установке с резистивным нагревом в диапазоне температур 1750 – 2100°C при остаточном давлении 10^{-5} Па, причем для выращивания гомоэпитаксиальных слоев $6H$ p -типа требовались значительно более низкие температуры роста $T < 1800^\circ\text{C}$. Кроме того, малая растворимость Sc в SiC, не превышающая $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 2100°C , требует более глубокого вакуума для снижения концентрации азота в выращиваемых эпитаксиальных слоях p -типа. В результате были выращены эпитаксиальные пленки p -типа толщиной 5 – 10 мкм политипов $4H$ и $6H$, на поверхности которых с помощью ионной имплантации формировался слой n^+ .

Впервые исследование ВШЛ в сильных электрических полях было проведено на политипе $6H$ -SiC [12]. Полученные результаты представлены на рис. 1, из которого видно, что ВАХ, снятая при сильных полях, содержит ряд особенностей. После участка ОДП с пороговым полем 1700 кВ/см при поле 1950 кВ/см наблюдается резкий рост тока. Это поведение тока можно было бы принять за пробойное, если бы при последующем росте поля в пределах 5% не следовал столь же резкий спад. Всплеск тока сопровождается свечением, которое гаснет при падении тока, что позволяет предположить, что свечение связано только с электронным переходом.

Полученным экспериментальным фактам предлагается следующее объяснение. ОДП, возникающая в поле 1700 кВ/см , характеризуется штарковской энергией $eFd = 128 \text{ мэВ}$ (для $6H$ -SiC d составляет 7.5 \AA), что существенно больше энергии фононов в точке минимума зоны проводимости. Это позволяет предположить, что в данном случае ОДП обусловлена полной локализацией первой минизоны [10]. Это означает, что мини-зона превращается в отдельный локальный уровень, расположенный посередине бывшей первой минизоны. Поэтому, ширина первой минизоны равна удвоенной штарковской энергии и составляет $E_1 = 256 \text{ мэВ}$. Эта величина хорошо коррелирует с предположениями о ширине первой минизоны, которые делались ранее [14].

Итак, вслед за начальной фазой ВШЛ, брэгговским отражением развитие этого процесса приводит к полной трансформации первой минизоны в локальный уровень. При таком состоянии электронного спектра резкий рост тока может быть объяснен только резонансным туннелированием

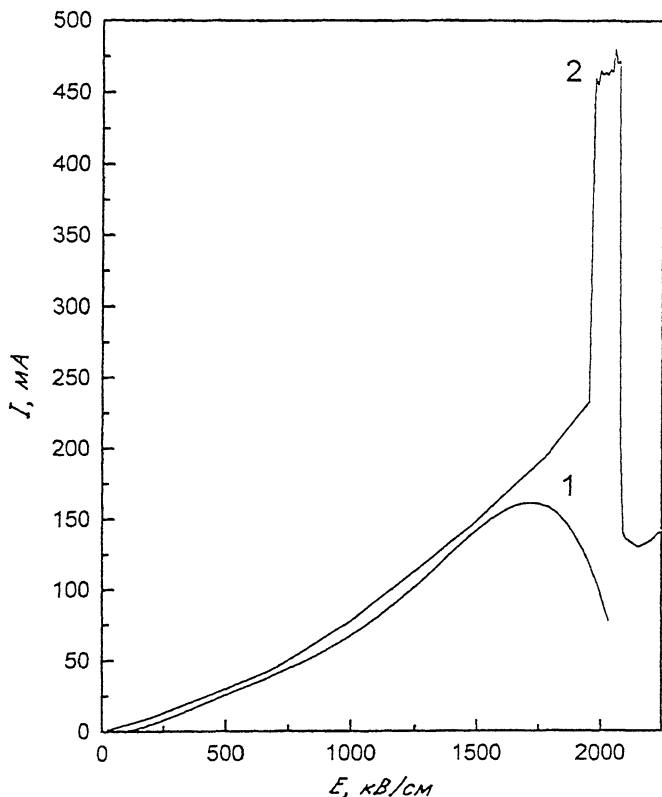


Рис. 1. Зависимость тока от поля для экспериментальных структур на основе политипа 6Н.

ем электронов во вторую мини-зону. Следует заметить, что полная локализация во второй мини-зоне при таких полях невозможна, поскольку ширина второй мини-зоны превышает ширину первой примерно в четыре раза. Следовательно, мы имеем дело с резонансным переходом с локального уровня E_1 в квазинепрерывную вторую мини-зону. Поэтому наблюдаемый спад нельзя объяснить расстройкой резонанса уровней. Нам представляется, что данная ОДП возникает вследствие брэгговского отражения от края второй мини-зоны. Согласно (3), штарковская энергия при резонансном туннелировании равна зазору между первой и второй минизонами. Зная величину максимального поля, которая составила 4040 кВ/см, легко определить межминизонный зазор $E_{12} = 303$ мэВ. Это значение соответствует оценкам, делавшимся ранее [14].

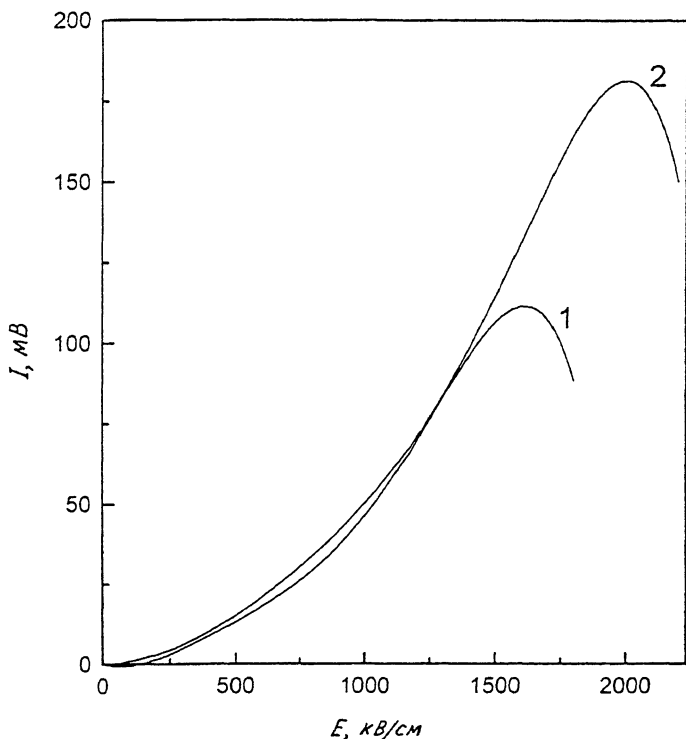


Рис. 2. Зависимость тока от поля экспериментальных структур на основе политипа 4H.

Аналогичное исследование ВШЛ в политипе 4H-SiC позволило обнаружить две особенности с ОЛП со значениями пороговых полей 1600 и 1800 кВ/см (рис. 2). Соответствующие штарковские энергии составили в этом случае 80 и 100 мэВ при величине периода СН 5 \AA (в 1.5 раза меньше, чем в 6H-SiC). Эти значения практически равны энергиям продольных акустического и оптического фононов [15]. Таким образом, в случае политипа 4H-SiC система находится в состоянии, в котором проводимость определяется перескоковым механизмом между ступенями ванье-штарковской лестницы с участием фононов. Отсутствие особенностей, связанных с поперечным акустическим фононом, обусловлено, вероятно, тем, что при соответствующей штарковской энергии 40–50 мэВ в 4H-SiC не достигается условие сильной локализации, поскольку, E_1 для 4H-SiC превышает примерно в два раза E_1 для 6H-SiC. Отсутствие особенности, связанной с полной локализацией первой мини-зоны, также обусловлено большой величиной E_1 , из-за чего необходимые поля превышают поля пробоя.

Таким образом, различия в протекании процессов ВШЛ в 4Н-SiC и 6Н-SiC связаны с разной шириной первой мини-зоны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 94-06258-а), а также программы МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-003).

Список литературы

- [1] Esaki L., Tzu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. P. 61-65.
- [2] Voisin P., Bleuse J., Blouch C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1639.
- [3] Sankin V., Naumov A. // Superlattices and Microstructures. 1991. V. 10. N 3. P. 353.
- [4] Санкин В.И., Наумов А.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 91.
- [5] Санкин В.И., Наумов А.В., Столичнов И.А. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. С. 38.
- [6] Дмитриев А.П., Константинов А.О., Санкин В.И. и др. // ФТП. 1983. В. 17. С. 1093.
- [7] Санкин В.И., Водаков Ю.А., Литвин Д.П. // ФТП. 1984. В. 18. С. 2146.
- [8] Водаков Ю.А., Литвин Д.П., Санкин В.И. и др. // ФТП. 1985. В. 19. С. 814.
- [9] Emin D., Hart C.F., // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 2530.
- [10] Tzu R., Dohler G. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. P. 680.
- [11] Kazarinov R.F., Suris R.A. // Sov. Phys. Semicond. 1972. V. 6. P. 120.
- [12] Санкин В.И., Столичнов И.А. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 703.
- [13] Водаков Ю.А., Могов Е.Н., Роевков А.Д., Аникин М.М. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 6. С. 36.
- [14] Sankin V.I., Litvin D.P., Vodakov Yu.A. // Springer Proc. in Phys. 1991. V. 56. P. 225.
- [15] Дубровский Г.Б., Санкин В.И. // ФТТ. 1975. В. 17. С. 1847.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
14 мая 1996 г.