

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЕМКОСТИ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

© Н.С.Аверкиев, Л.М.Капитонова, А.А.Лебедев,
А.Д.Ременьюк, Н.Н.Смирнова, А.Я.Шук

Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 14 мая 1996 г. Принята к печати 20 мая 1996 г.)

Обнаружен эффект низкочастотной дисперсии емкости структур из пористого кремния. Показано, что эффект обусловлен особенностью релаксации заряда в двумерных проводящих нанокристаллитах, из которых состоят исследуемые образцы пористого кремния.

Эффективность экранирования внешнего электрического поля подвижными зарядами зависит от размерности пространства, ограничивающего движение зарядов. В частности, сильно зависящим от размерности оказывается характер частотной дисперсии электрической емкости образца. Так, если в плоский конденсатор поместить полупроводник с конечной проводимостью и отвлечься от электрических свойств, обусловленных приповерхностным изгибом зон, то дисперсия емкости $C(\omega)$ будет возникать на частотах порядка $\tau_M^{-1} \sim \sigma_3$, где τ_M — время максвелловской релаксации, σ_3 — проводимость трехмерного образца, и сама зависимость $C(\omega)$ имеет вид $(1 + \omega^2 \tau_M^2)^{-1}$, где ω — круговая частота переменного электрического поля. Иная ситуация реализуется, если между массивными контактами расположена проводящая плоскость или тонкая проводящая одномерная нить. Тогда частотная дисперсия емкости существует при сколь угодно низких частотах. В первом случае она имеет логарифмический вид [1], а во втором — расходимость при частоте ω , стремящейся к нулю, пропорциональную $\omega^{-1/2}$ [2].

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном и теоретическом изучении электрической емкости пористого кремния (ПК), помещенного между металлическими контактами. Мы будем рассматривать этот материал как среду, содержащую наноразмерные проводящие объекты. Тогда, в зависимости от соотношения между характерными размерами нанопроводников и динамическими и статическими радиусами экранирования, электрическая емкость должна испытывать различную дисперсию. Характер частотной дисперсии емкости позволяет определить пространственную размерность полупроводниковых кристаллитов в пористом кремнии.

Образцы и методы измерений

Образцы для измерений были получены путем электролитического травления монокристаллического кремния в HF с добавлением в некоторых случаях небольшого количества окислителей (HNO_3 , NaNO_2 и других). Исходный Si обоих типов имел удельное сопротивление $0.1 \div 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и шлифованную поверхность. Плотность тока при травлении составляла $10 \div 100 \text{ мА/см}^2$, длительность травления $40 \div 120 \text{ мин}$. Толщина ПК в разных образцах колебалась в пределах $30 \div 70 \text{ мкм}$. Под действием ультрафиолетового излучения ртутной лампы большая часть образцов люминесцировала в видимой области спектра. Спектр излучения был типичным для ПК [3].

Омический контакт к Si был изготовлен до травления путем диффузии Р или В и последующего никелирования. Контакт к ПК получали путем термического напыления Ag или Al через маску с диаметром отверстий 4 мм. Структуры имели почти линейные вольт-амперные характеристики. Свойства структур, созданных на одной пластине, были практически одинаковыми. В качестве контрольных образцов на том же Si были изготовлены структуры с барьерами Шоттки с четко выраженными диодными характеристиками. Измерения емкости структур производились с помощью мостов МПП-300 и ЕГ-12 в диапазоне частот $3 \div 1000 \text{ кГц}$ при напряжении смещения $V = 0$, амплитуде переменного сигнала порядка 25 мВ и температурах 300 и 77 К.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные значения емкости C при 300 К и частоте измерительного сигнала 100 кГц для нескольких типичных образцов приведены в таблице. На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе показаны зависимости $C(\nu \equiv \omega/2\pi)$ для тех же образцов. Из рисунка видно, что величина C практически линейно зависит от $\lg \nu$ в широком диапазоне частот измерительного сигнала и может быть описана эмпирической формулой

$$C = C_0 - C_k \lg(\omega/\omega_0). \quad (1)$$

Параметры этой зависимости приведены в таблице. Относительная среднеквадратичная разность между вычислениями по формуле (1) с параметрами из таблицы и экспериментальными значениями C не превышает 5%. В диодах Шоттки частотная зависимость емкости в том

Параметры экспериментальной зависимости типа (1) для разных образцов пористого кремния

№ образца	C , пф на частоте 100 кГц	C_0 , пф	C_k , пф
1	545	714	162
2	705	822	125
3	735	1187	535
4	1690	2060	354
5	875	2237	1325

Примечание. Для всех прямых $\nu_0 \equiv \omega_0/2\pi = 10 \text{ кГц}$.

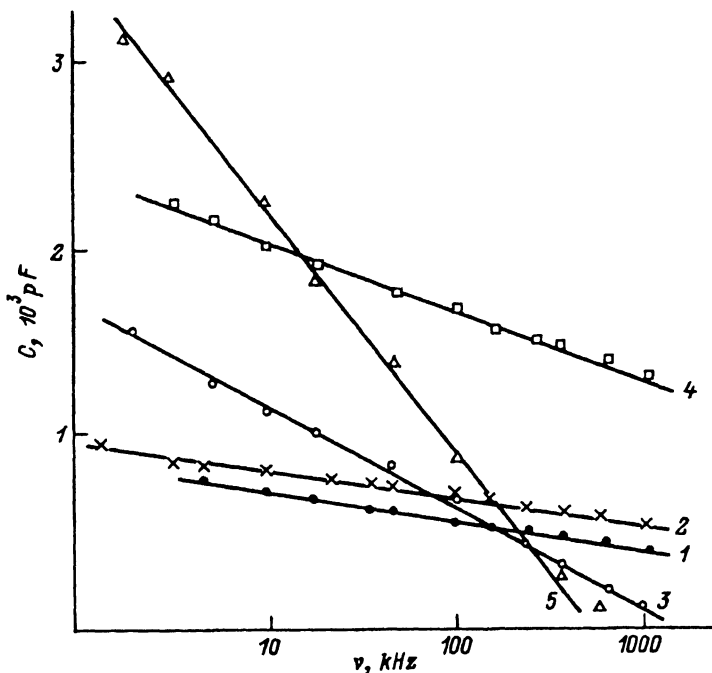


Рис. 1. Зависимость емкости C образцов пористого кремния от частоты. Цифрами у кривых обозначены номера образцов в таблице.

же диапазоне частот отсутствует. Охлаждение образцов до 77 К приводит к уменьшению C в $1.5 \div 5$ раза, а в некоторых образцах частотная зависимость C исчезает.

Представленную на рис. 1 логарифмическую зависимость емкости от частоты можно связать с существованием в исследуемых образцах двумерных проводящих областей. В работе [1] для модельного случая уединенной тонкой проводящей плоскости, помещенной между бесконечно удаленными массивными контактами, получено следующее выражение для удельной емкости C_2 , приходящейся на единицу длины контакта:

$$C_2 = \operatorname{Re} \frac{\kappa}{\sqrt{1-ix}} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1-ix}}{1 - \sqrt{1-ix}} \right), \quad (2)$$

где $x = a/l$, κ — относительная диэлектрическая проницаемость пространства вне проводящей плоскости, a — статический радиус экранирования, $l\sigma_2/k\omega$ — динамический фактор, σ_2 — двумерная проводимость. Формула (2) применима, если толщина проводящего слоя много меньше a, l . Кроме того, предполагалось, что l превосходит ширину слоя объемного заряда, обусловленного контактной разностью потенциалов. На рис. 2 представлена рассчитанная на основе выражения (2) зависимость C_2 от отношения $x = a/l \sim \nu$, из которого видно, что зависимость $C_2(\nu)$ близка к линейной по $\lg \nu$ в весьма широкой области значений x . В случае, когда имеется много плоскостей со средним расстоянием между ними d , таким, что $d \gg a, l$, емкость структуры будет равна произведению C_2 (2) на длину контакта и на число плоскостей. Под величиной a в работе [1] понимался квантовый двумерный

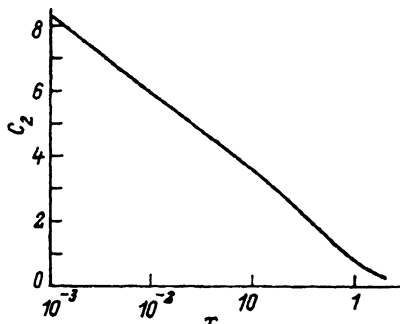


Рис. 2. Зависимость величины емкости на единицу длины C_2 от параметра x для двумерной проводящей плоскости, рассчитанная по формуле (2).

радиус экранирования (равный эффективному боровскому радиусу), определяющий экранирование в условиях вырождения электронного газа. При $T \approx 77 \div 300$ К, когда носители, как правило, не вырождены, под статистическим радиусом экранирования надо понимать классический радиус экранирования в двумерной системе

$$a = \frac{\kappa k_0 T}{e^2 n_2 \pi}, \quad (3)$$

где n_2 — двумерная концентрация свободных носителей тока, k_0 — постоянная Больцмана.

Оценим возможные значения a и l для исследованных структур из ПК. Если принять, что концентрация $N_2 = 10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то при $T = 300$ К и $\kappa = 1$ величина $a \approx (5 - 0.05)$ мкм. Обычно проводимость кристаллитов в пористом кремнии на несколько порядков меньше, чем проводимость исходной кремниевой подложки, из-за того что подвижность носителей тока падает на несколько порядков и составляет по оценкам $10^{-3} \div 10^{-4} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [4,5]. Это означает, что при трехмерной проводимости ПК $\sigma_3 = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (или $\rho = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и толщине слоя 0.1 мкм двумерная проводимость σ_2 может составлять $10 \div 100 \text{ см/с}$. Тогда при $\omega = 10^5 \text{ с}^{-1}$ параметр l окажется в пределах $1 \div 10$ мкм.

Как уже отмечалось, логарифмическая зависимость $C(\nu)$ характерна для двумерных проводящих нанообъектов. Если считать, что ПК содержит проводящие чешуйки, то для объяснения экспериментально наблюдаемой величины емкости надо, чтобы их плотность d^{-1} составляла 10^3 см^{-1} . Тогда для площади контакта $S \approx 0.1 \text{ см}^2$ величина емкости C пропорциональна $S/d \approx 100 \text{ см}$. Это означает, что емкость по порядку величины равна $100C_2$ пФ. Возможность формирования двумерных структур в ПК подтверждается тем, что «свободный» ПК распадается на тонкие чешуйки.

Проведенные исследования, казалось бы, противоречат общепринятой модели ПК как структуры, состоящей из системы проводящих нитей. На самом деле ситуация более сложная, и структура ПК напоминает фрактал [6]. Наши данные (1), (2) говорят, что эффективная размерность фрактала близка к 2.

Частотная зависимость емкости может быть связана и с другими причинами. Если при напылении металла на ПК образуется барьер Шоттки, то зависимость $C(\nu)$ может быть обусловлена большим последовательным сопротивлением ПК [7], термической перезарядкой глубоких уровней в слое объемного заряда [8,9] или диффузионной емко-

стью [10]. В исследованных структурах вольт-амперные характеристики оказываются практически линейными при разных полярностях приложенного напряжения, т. е. барьер Шоттки не образуется. Кроме того, в 1-м случае зависимость $C(\nu)$ должна быть значительно более сильной, чем логарифмическая. Во 2-м случае измерения с помощью нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) для диодов Шоттки на исходном кремнии показали, что концентрация глубоких уровней не превышает 0.1% от концентрации мелких уровней и их перезарядка не может объяснить дисперсию емкости. В 3-м случае инжекция в барьер Шоттки очень мала и, следовательно, диффузионная емкость практически отсутствует. Контрольные измерения емкости диодов Шоттки на исходном Si подтвердили, что в пределах ошибки измерений в исследованном интервале частот для них $C = \text{const}$.

Таким образом, можно утверждать, что экспериментально обнаруженный эффект низкочастотной дисперсии электрической емкости в структурах из пористого кремния связан с особенностями проводимости в двумерных наноструктурах.

Работа частично поддержана научно-технической программой России «Физика твердотельных наноструктур». Один из авторов (А.Я. Шик) благодарит за поддержку Международный научный фонд Дж. Сороса (грант R5C000).

Список литературы

- [1] A. Shik. J. Phys.: Cond. Matter., **4**, 1335 (1992).
- [2] Н.С. Аверкиев, А.Я. Шик. ФТП, **30**, 199 (1996).
- [3] А.А. Лебедев, А.Д. Ременюк, Ю.В. Рудь. ФТП, **27**, 1846 (1993).
- [4] С.В. Белов, О.А. Зайцев, А.А. Лебедев. Письма ЖТФ, **21**, вып. 3, 30 (1995).
- [5] Э.А. Лебедев, Г. Полюсский, В. Петрова-Кох, Э.А. Сморгонская. Тезисы докладов 2-й Российской конференции по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996) т. 2, с.120.
- [6] M. Ben-Chorin, F. Moller, F. Koch, W. Schirmacher, M. Eberhard. Phys. Rev. B, **51**, 2199 (1995).
- [7] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках (Л., Наука, 1981).
- [8] С.Т. Sah, V.G.K. Reddi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-11**, 345 (1964).
- [9] В.И. Перель, А.Л. Эфрос. ФТП, **1**, 1693 (1967).
- [10] В.Л. Вонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников (М., Наука, 1977).

Редактор Т.А. Полянская

Capacity dependence of structures based on porous silicon

*N.S. Averkiev, L.M. Kapitonova, A.A. Lebedev, A.D. Remenyuk,
N.N. Smirnova, A.Ya. Shik*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, 194021 St-Petersburg, Russia

The effect of capacitance low frequency dispersion of porous silicon structures is found. It is shown that the effect is due to charge relaxation peculiarities of two-dimensional nanocrystals, which form porous silicon samples under investigation.