

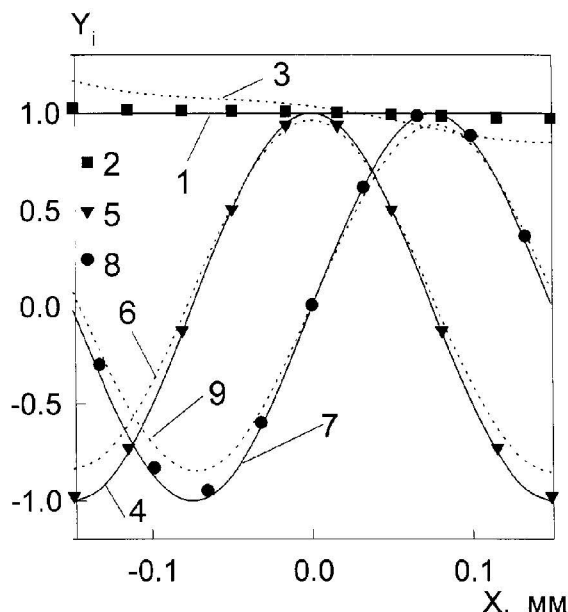


Рис. 3. Зависимости y_1 от x (кривые 1–3), y_2 от x (кривые 4–6), y_3 от x (кривые 7–9), полученные по формулам (8)–(10) при $\rho = 1000$ (1, 4, 7), 10 (2, 5, 8) и 4 Ом·см (3, 6, 9) для $L = 0, 3$ мм, $N = 3, 4$, $m = 1$

Следовательно, при $\alpha_m L \leq 0, 3$

$$\alpha_{0m} \cong \frac{1}{2L} [\gamma C(m, 0) A(m, 0) + \gamma^{-1} C(m, \pi/2) A(m, \pi/2)], \quad (11)$$

$$\alpha_m \cong \frac{(-1)^m}{2L} [\gamma^{-1} C(m, \pi/2) A(m, \pi/2) - \gamma C(m, 0) A(m, 0)], \quad (12)$$

$$b_m \cong \frac{(-1)^m}{2L} [C(m, \pi/4) A(m, \pi/4) - C(m, 3\pi/4) A(m, 3\pi/4)], \quad (13)$$

где $A(m, \varphi) = 1 - R(m, \varphi)$.

Таким образом, измеряя при рассмотренных выше условиях значения R , можно найти приближенную зависимость $\sigma(x)$ в слабо поглощающей пластине. Такая методика открывает возможность восстановления профилей $\sigma(x)$ при сравнительно небольшом числе измерений.

Литература

1. Jacobs H., Morris G., Hofer R.C. // J. Opt. Soc. Am. 1967. **57**, No. 8. P. 993.
2. Farhat N.H. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1980. **28**, No. 48. P. 476.
3. Гостищев Л.Н., Любимый В.Г. // А.с. 983595 СССР, М. Кл.³ G01 R 31/26 (H01 L21/66). Опубл. 23.12.1982.
4. Schofthaler M., Brendel R. // J. Appl. Phys. 1995. **50**, No. 1. P. 3162.
5. Магди Фахим, Пирогов Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. No. 3. С. 52 (Moscow University Phys. Bull. 1982. No. 3. P. 59).
6. Бернинг П.Х. // Физика тонких пленок. / Под ред. Г. Хаска. М., 1967. Т. 1. С. 91.

Поступила в редакцию
08.07.98

УДК 621.315.592

АНОМАЛЬНАЯ КИНЕТИКА ЭФФЕКТА СТЕБЛЕРА–ВРОНСКОГО В ВЫСОКООМНЫХ СЛОЯХ a -Si:H, СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ

И. А. Курова, Н. Н. Ормонт, А. Л. Громадин

(кафедра физики полупроводников)

Обнаружена аномальная немонотонная кинетика эффекта Стеблера–Вронского в слабо легированных бором пленках a -Si:H с уровнем Ферми, расположенным вблизи середины запрещенной зоны. Аномальность заключается в том, что и во время освещения, и после его выключения величина измеряемой темновой проводимости выше равновесной и характер ее немонотонной кинетики одинаков. В рамках модели образования и релаксации быстрых и медленных метастабильных состояний — оборванных связей кремния и фотоактивированных атомов бора — показано, что при выключении света может наблюдаться смена типа проводимости от электронного к дырочному, определяющая аномальную кинетику релаксации.

Эффект Стеблера–Вронского — уменьшение проводимости и фотопроводимости пленок a -Si:H во время освещения — был открыт в 1977 г. [1], но до сих пор привлекает внимание исследователей, так как его природа и механизм до конца не ясны. В настоящей работе исследовался эффект Стеблера–Вронского в высокоомных пленках a -Si:H, слабо легированных бором.

Электрические и фотоэлектрические свойства высокоомных слоев a -Si:H определяют важнейшие характеристики приборов на их основе и p - i - n -структур. Одним из распространенных способов получения i -слоев является слабое легирование a -Si:H бором из газовой фазы во время роста. В нелегированных слоях a -Si:H уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны. Слабое легиро-

вание акцепторной примесью смещает уровень Ферми к середине запрещенной зоны. Полученный таким образом материал является компенсированным. В то же время вследствие малой концентрации примесей процессы образования и релаксации фотоиндуцированных метастабильных состояний (ФМС) в этом материале, по-видимому, можно анализировать с точки зрения представлений, разработанных в работах [2–5] для нелегированного и легированного слабо компенсированного α -Si:H. Так, быстрые процессы обусловлены образованием и релаксацией метастабильных оборванных связей кремния (МОС), медленные — фотоиндуцированным переходом атомов примесей в электрически активное состояние и их деактивацией.

В настоящей работе исследовались слабо легированные бором пленки α -Si:H, полученные в ГИРЕДМЕТе методом осаждения в плазме ВЧ тлеющего разряда. Для сравнения приведены результаты некоторых измерений для легированных фосфором и бором пленок α -Si:H. Ряд характеристик исследованных пленок представлен в таблице. Концентрация бора в пленках определялась методом вторичной ионной масс-спектропии (SIMS). Энергия активации темновой проводимости E_σ и предэкспоненциальный множитель σ_0 определялись из температурной зависимости темновой проводимости:

$$\sigma_d = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT).$$

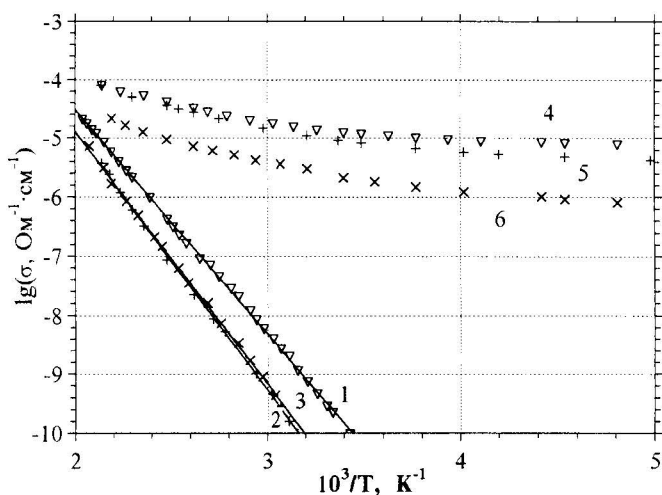


Рис. 1. Температурные зависимости темновой проводимости σ_d (1, 2, 3) и фотопроводимости σ_{ph} (4, 5, 6) соответственно для пленок 1, 2 и 3. Измерения проводились при повышении температуры после медленного охлаждения от температуры отжига $T_a = 190^\circ\text{C}$

На рис. 1 показаны температурные зависимости темновой проводимости σ_d и фотопроводимости σ_{ph} для пленок 1–3. Видно, что значения E_σ для этих пленок различны (см. также таблицу). Наименьшая величина $E_\sigma = 0,77$ эВ наблюдается в пленке 1 с наименьшей концентрацией бора $N_B = 0,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При увеличении N_B до $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в пленке 2 значение E_σ увеличивается до 0,89 эВ. При дальнейшем

увеличении концентрации бора до $N_B = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (пленка 3) значение E_σ уменьшается до 0,86 эВ. Найденные значения E_σ указывают на то, что в исследованных пленках уровень Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны и, следовательно, проводимость пленок может быть биполярной. Из рис. 1 видно также, что величина и температурная зависимость фотопроводимости для пленок 1 и 2 практически одинаковы, а для пленки 3 величина σ_{ph} меньше и ее уменьшение с понижением температуры заметнее. Это указывает на то, что в пленках 1 и 2 доля электронной проводимости больше, чем в пленке 3.

№	Примесь	$N_{B,P}, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$E_\sigma, \text{ эВ}$	$\sigma_0, 10^{-3} \text{ см}^{-3}$
1	В	0,7	0,77	1,3
2	В	1,5	0,89	8,2
3	В	4	0,86	3,8
4	Р	15	0,33	0,3
5	В	20	0,66	0,5

Кинетика образования и релаксации ФМС исследовалась нами на пленках 1–3 методом измерения кинетики темновой проводимости [3–5]. Этот метод основан на предположении, что в условиях постоянства плотности состояний вблизи уровня Ферми во время измерений логарифм приведенной темновой проводимости пропорционален изменению положения уровня Ферми $\Delta F(t)$, которое в свою очередь пропорционально изменению концентрации метастабильных состояний $\Delta N(t)$ в запрещенной зоне выше или ниже уровня Ферми,

$$\lg(\sigma_d(t)/\sigma_{d0}) \sim \Delta F(t) \sim \Delta N(t).$$

Здесь σ_{d0} — равновесное значение темновой проводимости.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости кинетики изменения темновой проводимости для пленок 2 и 3 при температуре 410 К во время и после их освещения (для пленки 1 кинетика $\sigma_d(t)$ аналогична). Для сравнения на этих рисунках показана кинетика σ_d для легированных пленок 4 и 5 соответственно n - и p -типа с уровнем Ферми, расположенным далеко от середины запрещенной зоны. Наблюдаемая для всех пленок немонотонная кинетика релаксации σ_d описывается суммой двух растянутых экспонент с различными параметрами τ , β и E : $\lg(\sigma_d(t)/\sigma_{d0}) = \sum a_i \exp(-(t/\tau_i)^{\beta_i})$, где $\tau_i = \tau_{0i} \exp(E_i/kT)$, $i = 1, 2$. Это указывает на то, что и в слабо легированных бором пленках образуются два типа метастабильных состояний — быстрые и медленные. Однако знаки изменения σ_d при образовании и релаксации ФМС в пленках с уровнем Ферми вдали и вблизи от середины запрещенной зоны отличаются. Как известно [2–5], в случае легированных пленок быстрый процесс образования фотоиндуцированных МОС уменьшает проводимость, а их релаксация увеличивает ее. Медленные процессы фотоиндуцированной активации примеси определяют увеличение σ_d , а деактивация примеси после

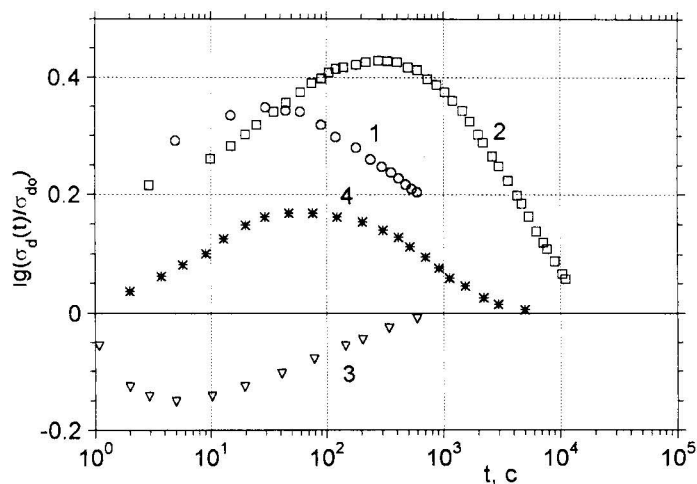


Рис. 2. Кинетика изменения $\sigma_d(t)$ во время освещения (1, 3) и после его выключения (2, 4) для пленок 2 (1, 2) и 4 (3, 4) при $T = 410$ К

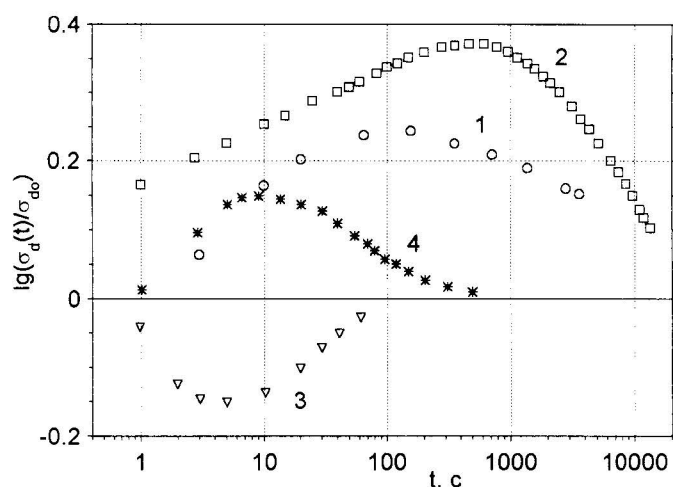


Рис. 3. Кинетика изменения $\sigma_d(t)$ во время освещения (1, 3) и после его выключения (2, 4) для пленок 3 (1, 2) и 5 (3, 4) при $T = 410$ К

освещения соответственно уменьшает σ_d до начальной равновесной величины σ_{d0} .

В слабо легированных пленках 2 и 3 с уровнем Ферми, расположенным вблизи середины запрещенной зоны, при освещении мы наблюдаем обратную картину: быстрый процесс образования фотоиндуцированных МОС увеличивает проводимость, а медленный процесс активации бора ее уменьшает. Еще более удивительным представляется то, что релаксация ФМС в темноте после выключения освещения обуславливает такое же изменение σ_d , как и при освещении: вначале происходит быстрое увеличение σ_d и затем медленное уменьшение ее до равновесной величины.

Такая anomальная кинетика в исследованных высокоомных слабо легированных бором пленках α -Si:H может быть объяснена следующим образом. Во время освещения выше уровня Ферми быстро образуются фотоиндуцированные МОС. Это смещает уровень Ферми вверх, увеличивая электронную и уменьшая дырочную составляющие проводимости. В результате проводимость пленки становится электронной и по величине превышает равновесную. Медленная активация бора при освещении сдвигает уровень Ферми вниз, что уменьшает электронную и увеличивает дырочную составляющие проводимости, в результате общая электронная проводимость пленки приближается к равновесной. После выключения освещения релаксация фотоиндуцированных МОС быстро смещает уровень Ферми вниз, уменьшая электронную проводимость до значений ниже равновесных и увеличивая дырочную до значений выше равновесных. В исследованном временном интервале мы видим только увеличение дырочной проводимости. Затем медленная деактивация примеси бора смещает уровень Ферми вверх к середине запрещенной зоны и уменьшает повышенную дырочную проводимость до равновесной величины, соответствующей полной релаксации обоих типов ФМС.

Таким образом, обнаруженная anomальная неомонотонная кинетика эффекта Стеблера–Вронского в высокоомных пленках α -Si:H, слабо легированных бором, может быть обусловлена движением уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны при образовании и релаксации двух типов фотоиндуцированных метастабильных состояний. В результате при выключении освещения происходит смена типа темновой проводимости: от электронного к дырочному.

Авторы выражают благодарность И. П. Звягину и А. Г. Казанскому за обсуждение результатов работы.

Работа поддержана программой «Университеты России — фундаментальные исследования»

Литература

1. Stabler D.L., Wronski C.R. // Appl. Phys. Lett. 1977. **31**. P. 292.
2. Dong X.M., Fritzsche H. // Phys. Rev. 1987. **B 36**. P. 9778.
3. Курова И.А., Ормонт Н.Н., Сенашенко Д.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1997. №2. С. 28 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 2. P. 35).
4. Курова И.А., Ларина Э.В., Ормонт Н.Н., Сенашенко Д.В. // ФТП. 1997. **31**. С. 1455.
5. Kazanskii A.G., Kurova I.A., Ormont N.N., Zvyagin I.P. // J. Non-Cryst. Sol. 1998. **227–230**. P. 306.

Поступила в редакцию
31.07.98