

©1994 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДРЕЙФОВОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В a -Si:H, ЛЕГИРОВАННОМ ФОСФОРОМ

А.Г.Казанский, Д.Г.Яркин

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получена 7 октября 1993 г. Принята к печати 16 декабря 1993 г.)

Исследовано влияние легирования и длительного освещения на дрейфовую подвижность электронов μ_d в a -Si:H в области температур (100–400) К. Полученные зависимости $\mu_d(T)$ имеют активационный характер при низких температурах и насыщаются при температурах, близких к комнатной. Величина μ_d в области комнатных температур немонотонно изменяется с легированием, возрастая при малых и уменьшаясь при больших уровнях легирования. Активационный характер зависимостей $\mu_d(T)$ в области низких температур объясняется в рамках модели эффективного уровня прилипания. Предполагается, что насыщение зависимостей $\mu_d(T)$ вызвано возрастанием влияния глубоких уровней прилипания с ростом температуры.

Исследование дрейфовой подвижности электронов μ_d в a -Si:H является одним из способов получения информации о плотности состояний $N(E)$ в верхней половине щели подвижности. На основании анализа экспериментальных данных, в частности температурных зависимостей дрейфовой подвижности, были предложены две различные модели плотности состояний вблизи края зоны проводимости E_c , используемые в настоящее время. Первая модель предполагает, что процессы переноса контролируются захватом электронов из зоны проводимости на состояния, расположенные вблизи фиксированного уровня E_t [1]. В соответствии со второй моделью [2], процессы переноса определяются захватом на состояния хвоста плотности состояний (экспоненциальной формы), расположенные вблизи квазиуровня Ферми E_f^n . В работах [3,4] рассмотрены указанные модели и показано, что каждая модель в отдельности не позволяет объяснить всю совокупность полученных экспериментальных данных.

Анализ литературы показывает, что в работах, посвященных изучению дрейфовой подвижности в легированном материале [5–9], на основании использования различных моделей плотности состояний делаются противоречивые выводы о влиянии уровня легирования и длительного освещения на плотность состояний [10]. В ряде работ выво-

ды основываются на результатах измерений небольшого количества образцов, кроме того, в различных работах используются различные интервалы температур измерений дрейфовой подвижности. Можно предположить, что необходимость использования для интерпретации результатов измерений различных моделей плотности состояний связана с использованием различных интервалов температур.

При исследованиях дрейфовой подвижности в нелегированных материалах обычно применяется методика, основанная на измерении времени пролета носителей заряда, которая не может быть использована для образцов с высокой проводимостью, в частности легированных пленок $a\text{-Si:H}$. Одной из альтернативных методик измерений является методика, основанная на измерении стационарной фотопроводимости и времени фотоответа, полученного из спада фотопроводимости [9]. В то же время измерение наклона начального участка нарастания фотопроводимости $\Delta\sigma_{\text{ph}}$ при возбуждении носителей короткими световыми импульсами $t < \tau_{\text{ph}}$, где τ_{ph} — время фотоответа, позволяет непосредственно определять дрейфовую подвижность, поскольку в этом случае

$$\Delta\sigma_{\text{ph}}(t) = e\mu_c \frac{1}{1 + n_t/n} Gt = eG\mu_d t,$$

где e — заряд электрона, G — скорость генерации, t — длительность светового импульса, μ_c — микроскопическая подвижность, n и n_t — концентрации свободных и захваченных на уровне прилипания носителей. Величина μ_d не зависит от времени освещения в случае одного уровня прилипания и может изменяться со временем в том случае, если уровни прилипания распределены по энергии.

В настоящей работе с использованием данной методики были исследованы температурные зависимости дрейфовой подвижности серии пленок $a\text{-Si:H}$ с различным уровнем легирования фосфором, а также пленок, подвергнутых предварительному освещению. Пленки были получены разложением смеси газов моносилана (SiH_4) и фосфина (PH_3) в ВЧ тлеющем разряде при температуре подложки из кварца 250°C . Объемное отношение газов в реакционной камере $k = [\text{PH}_3]/[\text{SiH}_4]$ составляло $10^{-7} - 10^{-4}$. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер, излучающий кванты энергии 1.97 эВ. Применяемая механическая модуляция позволила получить импульсы света с интенсивностью $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, длительностью 80 мкс, фронтом нарастания 5 мкс и скважностью 250 . Леградиация пленок проводилась освещением в течение 0.5 ч светом лампы накаливания интенсивностью 10 мВт/см^2 через тепловой фильтр в случае слабо легированных образцов ($k = 10^{-6}, 10^{-7}$) либо интенсивностью 100 мВт/см^2 в случае сильно легированных образцов ($k = 10^{-4}, 10^{-5}$).

Температурные зависимости дрейфовой подвижности для исследованных образцов изображены на рис. 1. Как видно из рисунка, величина μ_d в области комнатных температур немонотонно изменяется с легированием, возрастая при малых и уменьшаясь при больших уровнях легирования. Подобные изменения согласуются с результатами, полученными авторами [10], которые не обнаружили существенного различия величин μ_d для нелегированного и сильно легированного $a\text{-Si:H}$ [5], однако значение μ_d для слабо легированных пленок оказалось за-

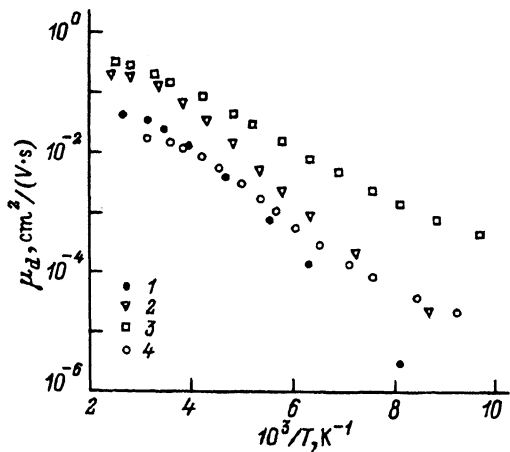


Рис. 1. Зависимости дрейфовой подвижности μ_d от температуры для пленок с различным уровнем легирования.

k : 10^{-7} (1), 10^{-6} (2), 10^{-5} (3), 10^{-4} (4).

метно больше значения μ_d для сильно легированных пленок [6]. Предварительное освещение приводит к уменьшению подвижности, причем степень уменьшения μ_d зависит от уровня легирования. В качестве примера на рис. 2 показано влияние предварительного освещения на μ_d пленок с уровнем легирования 10^{-5} и 10^{-7} . Для сравнения на рисунке показаны зависимости $\mu_d(T)$, полученные в работе [7] для образцов с $k = 10^{-5}$ и 10^{-6} , подвергнутых предварительному освещению. Характер изменения μ_d с температурой, полученной с помощью использованной методики, близок к зависимостям $\mu_d(T)$, полученным другими методами [6-8]. В частности, в случае деградированных образцов это иллюстрирует рис. 2. В области температур, меньших (250-300) К, наблюдается активационная зависимость $\mu_d(T)$. В области комнатных температур происходит ослабление температурной зависимости μ_d .

Остановимся более подробно на анализе поведения зависимостей $\mu_d(T)$ в интервале (150-350) К. Если электроны захватываются на эффективный уровень, расположенный при энергии E_t , то

$$n_t/n \simeq N(E_t)/N(E_c) \exp[(E_c - E_t)/kT].$$

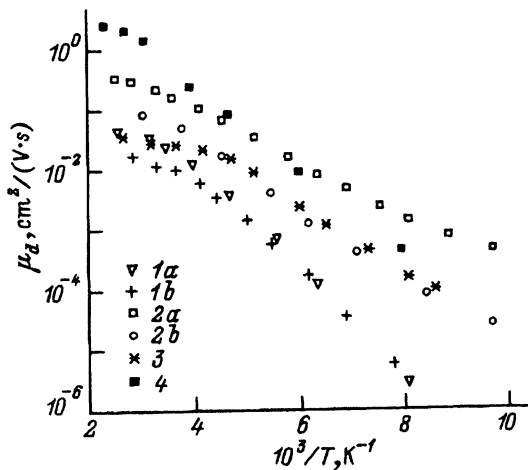


Рис. 2. Зависимости дрейфовой подвижности μ_d от температуры для пленок в отожженном состоянии (1a, 2a) и после предварительного освещения (1b, 2b, 3, 4).

k : 10^{-7} (1), 10^{-5} (2), 10^{-6} (3), 10^{-5} (4); 3, 4 — данные работы [7].

Соответственно μ_d экспоненциально возрастает с температурой и энергией активации $E_c - E_t$. В области высоких температур в рассматриваемом случае μ_d с уменьшением n_t/n должна стремиться к μ_c . В то же время, как видно из рис. 1, для исследованных образцов значение μ_d , полученное экстраполяцией экспериментальных кривых в область высоких температур, существенно меньше величины μ_c , которое в случае электронов предполагается равным $(1-10) \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [1]. Это можно объяснить, приняв во внимание увеличение вклада в процесс захвата более глубоких состояний в щели подвижности с ростом температуры. Действительно, предположим, что по мере удаления от E_c слабая энергетическая зависимость $N(E)$ сменяется при E_t экспоненциальной зависимостью с характерной энергией E_0 , которая возрастает в глубь щели подвижности. Концентрация носителей, захваченных на уровне прилипания, равна

$$n_t(t) = \int_{E_f}^{E_c} N(E) f(E, t) dE,$$

где E_f — уровень Ферми. Функция распределения $f(E, t)$ определяется уровнем термализации $E_d = E_c - kT \ln(\nu_0 t)$ [2] в случае $E_c - E_d(t) < E_c - E_f^n(t)$, либо квазиуровнем Ферми E_f^n в случае $E_c - E_d(t) > E_c - E_f^n(t)$. Если уровень E_d (либо E_f^n) расположен в области, где $E_0 < kT$, то распределение захваченных носителей будет иметь максимум при энергии E_t . В этом случае концентрация носителей, захваченных вблизи E_t $n_{t1} \approx n_t$, а отношение n_{t1}/n не зависит от времени и активационно изменяется с температурой с энергией активации $E_c - E_t$. По мере повышения температуры E_d (E_f^n) смещается к середине щели подвижности и попадает в область энергий, для которой $E_0 > kT$. При этом в распределении захваченных носителей появляется второй максимум при энергии E_d (E_f^n) с концентрацией захваченных вблизи него электронов n_{t2} . Увеличение вклада n_{t2} в полную концентрацию захваченных носителей n_t с ростом температуры должно при-

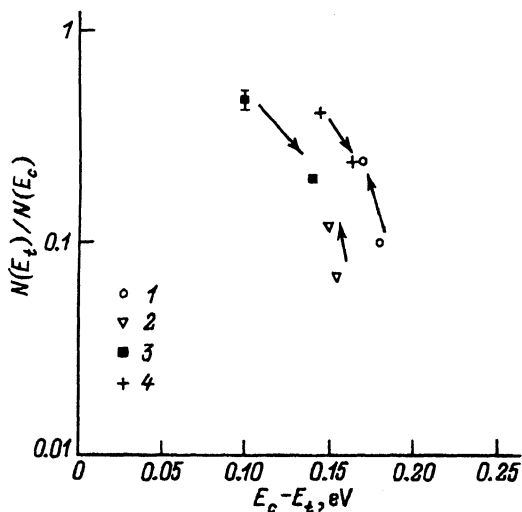


Рис. 3. Относительная плотность состояний $N(E_t)/N(E_c)$ вблизи эффективного уровня прилипания E_t для пленок с различным уровнем легирования в отожженном состоянии и после предварительного освещения.

Стрелками показаны изменения, происходящие в результате деградации пленок: k : 10^{-7} (1), 10^{-6} (2), 10^{-5} (3), 10^{-4} (4).

вести к появлению зависимости n_t/n от времени, а также ослаблению зависимости $\mu_d(T)$, определяемой из нарастания фотопроводимости. Можно предположить, что в стационарных условиях поведение температурных зависимостей дрейфовой подвижности будет аналогичным, поскольку в этом случае влияние глубоких уровней прилипания может возрастать вследствие смещения квазиуровня Ферми E_f^n к середине щели подвижности с ростом температуры.

Как отмечено выше, анализ активационного участка зависимости $\mu_d(T)$ позволяет определить положение эффективного уровня прилипания E_t и отношение $N(E_t)/N(E_c)$. На рис. 3 представлены значения $N(E_t)/N(E_c)$, полученные для исследованных образцов. Стрелками показаны изменения, происходящие в положении E_t и $N(E_t)$ после предварительного освещения образца. На рисунке прослеживаются некоторые закономерности в изменении формы участка хвоста плотности состояний вблизи E_c при легировании и деградации. Как видно из рисунка, слабое легирование приводит к некоторому уменьшению области слабой энергетической зависимости $N(E)$ (величина $E_c - E_t$ уменьшается). При дальнейшем увеличении уровня легирования данная область хвоста вновь возрастает. Поскольку в материале с более упорядоченной структурой концентрация дефектов и мощность хвоста должны уменьшаться, можно предположить, что введение небольших концентраций фосфора улучшает структуру. Заметим, что на образование более упорядоченной структуры при легировании фосфором указывается в работе [11].

Согласно модели Штуцмана [12], длительное освещение приводит к росту концентрации дефектов в результате разрыва слабых связей, формирующих состояния хвостов зон. Из рис. 3 видно, что изменение $E_c - E_t$ в результате освещения зависит как от уровня легирования, так и дозы освещения, уменьшаясь в случае слабых доз в пленках с малым уровнем легирования и возрастая в случае больших доз в пленках с большим уровнем легирования. По-видимому, это связано с конкуренцией двух процессов, определяющих изменение хвоста плотности состояний — увеличением беспорядка вследствие роста концентрации дефектов и разрывом слабых связей, формирующих состояния хвоста.

Таким образом, проведенные исследования указывают на существенное влияние состояний глубоких ловушек на величину дрейфовой подвижности электронов в области высоких температур.

Авторы выражают искреннюю признательность В. Фусу и Х. Меллу за предоставление легированных пленок a -Si:H.

Список литературы

- [1] J.M. Marshall, P.G. KeComber, W.E. Spear. Sol. St. Commun., **54**, 11 (1985).
- [2] T. Tiedje, A. Rose. Sol. St. Commun., **37**, 49 (1980).
- [3] J. Bullo, P. Cordier, M. Gauthier, G. Mawawa. Phil. Mag. B, **55**, 599 (1987).
- [4] K. Winer, I. Hirabayashi, L. Ley. Phys. Rev. Lett., **60**, 2697 (1988).
- [5] K. Chen, H. Fritzsche. J. Non-Cryst. Sol., **59-60**, 441 (1983).
- [6] J. Takada, H. Fritzsche. Phys. Rev. B, **36**, 1710 (1987).
- [7] H. Fritzsche, M.Q. Tran, B.-G. Yoon, D.-Z. Chi. J. Non-Cryst. Sol., **137-138**, 639 (1991).
- [8] R.A. Street, J. Kakalios, M. Chack. Phys. Rev. B, **38**, 5603 (1988).
- [9] M. Hoheisel, W. Fuhs. Phil. Mag. B, **57**, 411 (1988).

[10] H. Overhof, M. Silver. Phys. Rev. B, **39**, 10426 (1989).

[11] C. Kawamura, I. Shimizu, J. Hanna. J. Non-Cryst. Sol., **137-138**, 697 (1991).

[12] M. Stutzmann, W.B. Jackson, C.C. Tsai. Appl. Phys. Lett., **45**, 1075 (1985).

Редактор Т.А. Полянская
