

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДЕЛЬНЫЕ СДВИГИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА
И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ АМОРФНОГО
ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯГоликова О. А., Бабаходжаев У. С., Казанин М. М.,
Мездрогина М. М., Арлаускас К., Юшка Г.

Величины $(\mu\tau)^{(n, p)}$ (произведение подвижности на время жизни электронов и дырок или их удельные сдвиги), как известно, определяют дрейфовую и диффузионную длины и интенсивно исследуются для аморфного гидрированного Si ($a\text{-Si} : \text{H}$), особенно в последние годы [1-7]. Однако основная проблема — определение зависимостей $(\mu\tau)^{(n, p)}$ от плотности и зарядового состояния дефектов структурной сетки $a\text{-Si} : \text{H}$ — еще не решена. Ситуация осложняется, поскольку величины $(\mu\tau)^{(n, p)}$, определенные из различных экспериментов, различаются: обычно $(\mu\tau)_{ss}^{(n)} > (\mu\tau)_{cc}^{(n)}$, где первая из величин найдена из стационарной фотопроводимости, а вторая — по времяпролетной методике. Это расхождение связывается с тем, что на $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ влияют только центры рекомбинации, а на $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ — еще и глубокие ловушки. Для квазистационарного случая (метод видикона) реализуются некоторые промежуточные значения удельных сдвигов носителей тока [7].

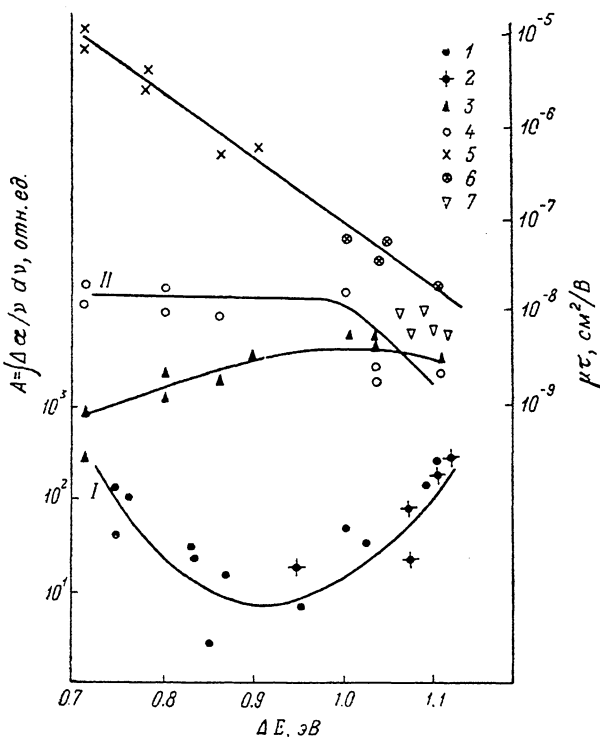
Таким образом, в зависимости от условий эксперимента $(\mu\tau)^{(n, p)}$ связаны с величиной плотности локализованных состояний $g(\epsilon)$ в различных энергетических интервалах ее изменения. Кроме того, должны быть существенными зарядовые состояния уровней соответствующих дефектов, которые изменяются при легировании и обусловленных ими сдвигами уровня Ферми ϵ_F . Однако положение ϵ_F в щели подвижности (E_g) $a\text{-Si} : \text{H}$ изменяется и в отсутствие легирования (эффект псевдолегирования) [6].

В [6] было показано, что на стационарную фотопроводимость $a\text{Si} : \text{H}$, т. е. на $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$, основное влияние оказывает не величина $g(\epsilon_F)$, а положение ϵ_F в E_g , которое контролировалось при вариациях условий осаждения пленок в триодной системе ВЧ разложения силаногелиевой смеси. В [6] помимо этого было показано, что неравенство $(\mu\tau)_{ss}^{(n)} > (\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ усиливается при сдвигах ϵ_F от $E_g/2$ в сторону s -зоны. Что касается $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$, то эта величина падает при таких сдвигах (см. рисунок).

Очевидно, что для интерпретации результатов об удельных сдвигах носителей заряда в $a\text{-Si} : \text{H}$ [6] необходимо иметь дополнительную информацию о $g(\epsilon)$. В настоящей работе она была получена на основании исследований коэффициента поглощения (α) методом постоянного фототока. Известно, что для нелегированного $a\text{-Si} : \text{H}$ $\Delta\alpha$ (за вычетом «хвоста» Урбаха) при $h\nu \leq 1.4$ эВ определяется переходами электронов с уровней D^0 (нейтральная оборванная связь) в s -зону [8]. Таким образом, величина $A = \int \frac{\Delta\alpha}{\nu} d\nu$ пропорциональна плотности этих уровней.

В настоящей работе также приведены некоторые дополнительные по сравнению с [6] данные о $(\mu\tau)_{cc}^{(n, p)}$ для образцов, у которых ϵ_F лежит в окрестностях $E_g/2$, а также данные о $(\mu\tau)_{ss}^{(p)}$ и A образцов $a\text{-Si} : \text{H}$, слабо легированных бо-

Из рисунка следует, что кривая зависимости A (I) от положения ε_F (II) имеет минимум при $|\varepsilon_c - \varepsilon_F| \approx 0.9$ эВ. Рассмотрим сначала область падения A , которое означает уменьшение плотности D^0 . Поскольку оборванная связь — дефект с ненулевой корреляционной энергией, сдвиг ε_F от ε_c в сторону $E_g/2$ (независимо от причины этого сдвига) сопровождается перезарядкой уровней $D^- \rightarrow D^0$ (D^- — отрицательно заряженная оборванная связь). Поэтому, если плотность D^0 все же падает, это означает, что снижается полная концентрация оборванных связей в «собственных» образцах α -Si : H. Действительно, сам факт нахождения ε_F в середине E_g должен являться результатом низкой плотности D^0 , обеспечивающей симметрию кривой $g(\varepsilon)$ относительно $E_g/2$. Если же величина плотности состояний нейтральных оборванных связей $[g(\varepsilon)]$ при $|\varepsilon_c - \varepsilon| \approx$



Зависимости A , $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$, $(\mu\tau)_{ss}^{(p)}$, $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$, $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ от положения ε_F в щели подвижности α -Si : H.

Л: 1 — для недегированных образцов, 2 — для образцов, легированных бором. 3 — $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$, 4 — $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$, 5 — $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$, 6 — $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ при условии равенства вкладов в σ_f электронов и дырок [6], 7 — $(\mu\tau)_{ss}^{(p)}$ для α -Si : H .

≈ 0.6 эВ] возрастает, то ε_F сдвигается в сторону меньших $g(\varepsilon)$, т. е. к ε_c (эффект псевдолегирования).

Несмотря на вышесказанное, при приближении ε_F к $E_g/2$ $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ падает (см. рисунок), так как решающим оказывается изменение зарядового состояния уровней рекомбинации (вблизи ε_F): $D^- \rightarrow D^0$, а не плотности этих уровней.

Для исследованных образцов не обнаружено зависимости $(\mu\tau)_{cc}^{(n)} \sim 1/N_s$ (N_s — плотность уровней D^0), как в [1]. Однако зависимость такого вида была установлена для $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ (см. рисунок), поэтому D^0 можно рассматривать как уровни глубоких ловушек, находящихся на 0.6 эВ от ε_c и ограничивающих величину $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$. Тогда, если плотность D^0 мала, можно ожидать, что $(\mu\tau)_{cc}^{(p)} \approx (\mu\tau)_{ss}^{(p)}$. Аналогичное соотношение для удельных сдвигов электронов достигается при $\varepsilon_F \rightarrow E_g/2$ (см. рисунок), т. е. в наименее дефектных образцах: в этом случае влияние глубоких ловушек минимально. Однако имеющиеся

данные пока не позволяют сделать заключение о природе электронных ловушек.

Рассмотрим теперь область возрастания A (см. рисунок): точки для нелегированных и слабо легированных бором образцов ложатся на общую кривую. Это позволяет аналогично [9, 10] интерпретировать рост A как результат возрастания плотности уровней D^+ (перезарядка $D^0 \rightarrow D^+$, D^+ — положительно заряженная оборванная связь).

Для $a\text{-Si} : \text{H} \langle B \rangle$ считается, что уровни D^+ расположены выше D^0 , и тогда рост A обусловлен переходами на них электронов из валентной зоны. На основании данных настоящей работы приходится заключить, что перезарядка уровней $D^0 \rightarrow D^+$ имеет место не только в легированных бором, но и в нелегированных образцах $a\text{-Si} : \text{H}$ при $|\varepsilon_c - \varepsilon_F| > E_g/2$. Следует отметить, что в рассматриваемой области $(\mu\tau)_{cc}^{(p)} \simeq (\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (см. рисунок). Как указывалось выше, это означает, что плотности D^0 достаточно низки, т. е. подтверждается заключение о перезарядке уровней $D^0 \rightarrow D^+$. В пользу этого свидетельствует и заметное снижение $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$: центры D^+ имеют более высокое сечение захвата электронов, чем D^0 . Тем не менее причина расположения уровней D^+ выше, чем D^0 , даже и для легированных бором образцов $a\text{-Si} : \text{H}$ [11] остается пока не понятой.

Список литературы

- [1] Hotaling S. P., Antoniadis H., Shiff E. A. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 600—602.
- [2] Liu J. Z., Maruyama A., Wagner S., Delonoy A. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 363—365.
- [3] Juška G., Jukonis G., Kočka J. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 354—356.
- [4] Kočka J., Šipec E., Štuka D., Curtins H., Juška G. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 336—338.
- [5] Kakanuma H., Kasuya Y., Sakamoto M., Shibato S. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 6. P. 2307—2312.
- [6] Голикова О. А., Бабаходжаев В. С., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Арлаускас К., Юшка Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1190—1193.
- [7] Голикова О. А., Бабаходжаев В. С., Казанин М. М., Мездрогина М. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1190—1193.
- [8] Jacson W. B., Amer N. M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5559—5566.
- [9] Kočka J., Vaneček M., Schauer F. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97-98. P. 715—717.
- [10] Mizukava S., Isawa M., Kuroiwa K., Sato K., Yasihiro K., Tarui Y. // Japan. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. N 6. Pt 1. P. 961—965.
- [11] Ley L. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 238—243.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 9.10.1990
Принято к печати 17.10.1990

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ЯДЕРНОМ ЛЕГИРОВАНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Иванов Н. А., Заблоцкий В. В.

В настоящее время улучшение однородности свойств материалов в результате ядерного легирования достигается главным образом за счет создания в объеме исходных слитков дополнительной равномерно распределенной примеси с концентрацией атомов $N_{\text{дл}}$, значительно (в 10 и более раз) превышающей исходную концентрацию примеси $N_{\text{вск}}$ [1, 2]. Однако условие $N_{\text{дл}} \gg N_{\text{вск}}$ в ряде случаев может оказаться избыточным или практически невыполнимым, например, из-за слишком большой длительности облучения и трудностей с подбором исходных слитков с требуемыми параметрами. Кроме того, выполнение указанного условия из-за увеличения продолжительности облучения может привести к столь значительному возрастанию стоимости материала, что его получение станет экономически неоправданным. В связи с этим в настоящей работе рас-