

Прыжковая ε_2 -проводимость легированных бором пленок $a\text{-Si:H}$, подвергнутых высокотемпературному отжигу в водороде

© И.П. Звягин, И.А. Курова, М.А. Нальгиева, Н.Н. Ормонт[¶]

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),
119992 Москва, Россия

(Получена 6 апреля 2005 г. Принята к печати 20 апреля 2005 г.)

Показано, что высокотемпературный отжиг в потоке водорода приводит к существенному изменению температурной зависимости проводимости легированных бором и нелегированных пленок $a\text{-Si:H}$. Для отожженных легированных пленок, наряду с зонным вкладом и вкладом прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, в области промежуточных температур обнаружена ε_2 -проводимость, связываемая с прыжковой проводимостью по локализованным состояниям вблизи края валентной зоны. Возможность появления ε_2 -проводимости обусловлена возрастанием концентрации электрически активных атомов бора и существенным изменением положения уровня Ферми при высокотемпературном отжиге легированных пленок в атмосфере водорода. Измеренные параметры ε_2 -проводимости позволили определить размер области неэкспоненциального спада плотности локализованных состояний вблизи валентной зоны.

PACS: 72.20.Ee, 73.61.Jc, 81.05.Gc

1. Введение

Как известно, свойства пленок аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si:H}$) зависят не только от методов и технологических режимов получения пленок, но и от последующих внешних воздействий. В ряде работ [1–7] исследовалось влияние высокотемпературного отжига на свойства пленок $a\text{-Si:H}$, причем отжиг осуществлялся в вакууме или в атмосфере аргона. Основная часть работ посвящена исследованию нелегированных пленок; значительно меньше изучено влияние отжига на свойства легированных пленок.

Было установлено, что при отжиге легированных бором пленок $a\text{-Si:H}$ в вакууме при температурах отжига $T_a \leq 400^\circ\text{C}$ происходит смещение уровня Ферми к валентной зоне и увеличение проводимости; этот эффект обусловлен увеличением концентрации электрически активных атомов бора [5]. При высокотемпературном отжиге ($400 < T_a < 520^\circ\text{C}$) таких пленок в вакууме изменение электрических, оптических и других параметров пленок в значительной степени связано с эффузией водорода. При этом значительно возрастает концентрация оборванных связей кремния, энергетические уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны; это приводит к смещению уровня Ферми в глубь запрещенной зоны и понижению проводимости пленки. По этой причине исследования проводимости и смещения уровня Ферми не дают непосредственной информации об изменении состояний примесных центров и концентрации электрически активных атомов примеси при высокотемпературном отжиге.

В настоящей работе воздействие высоких температур на свойства пленок изучалось с использованием высокотемпературного отжига ($T_a > 500^\circ\text{C}$) в потоке водорода. Благодаря наличию атмосферы водорода эффузия и связанное с ней образование оборванных связей

существенно уменьшаются, это открывает возможность получить информацию об изменении состояний примесных атомов бора в легированных пленках при высокотемпературных воздействиях.

В работе исследовались пленки $a\text{-Si:H}$, полученные методом осаждения в плазме высокочастотного тлеющего разряда при температуре подложки 280°C . Легирование пленок бором проводилось из газовой фазы. Полная концентрация бора в пленках, определенная методом вторичной ионной спектроскопии, составляла $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отжиг пленок проводился в потоке водорода при температуре 650°C в течение 30 мин. Для установления влияния примеси бора на электрические свойства отожженных легированных пленок исследовались также одновременно отожженные нелегированные пленки $a\text{-Si:H}$, выращенные при тех же технологических режимах. Измерения темновой проводимости нелегированных и легированных пленок $a\text{-Si:H}$ до и после отжига были проведены в интервале температур от 120 до 480 К.

2. Результаты измерений

Проводимость всех пленок до высокотемпературного отжига изменялась с температурой по активационному закону

$$\sigma_d(T) = \sigma_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad (1)$$

где энергии активации E_1 и предэкспоненциальные множители σ_{01} имели значения, характерные для зонной проводимости. Параметры E_1 и σ_{01} оказались равными 0.72 эВ и $8 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для нелегированной и 0.75 эВ и $6 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для легированной пленок. Из измерений темновой проводимости можно оценить положение уровня Ферми [8,9]. Полагая, как и обычно, $\sigma_{\min} = 200 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [9], мы находим, что при комнатной температуре уровень Ферми в нелегированной пленке расположен на 0.65 эВ ниже дна зоны проводимости.

[¶] E-mail: ormont@phys.msu.ru

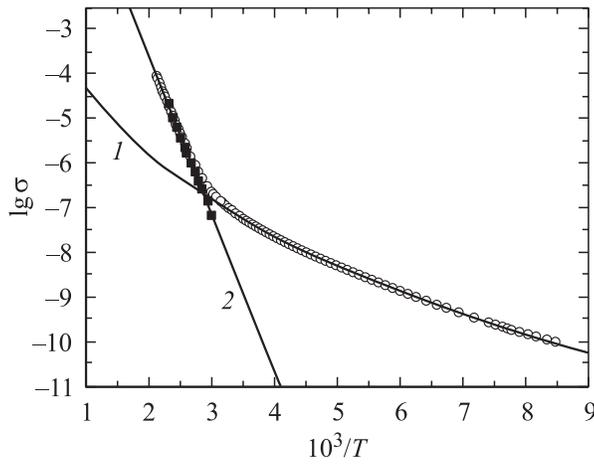


Рис. 1. Температурная зависимость темновой проводимости нелегированной пленки a -Si:H после высокотемпературного отжига. Кружки — экспериментальные данные проводимости σ_d . Кривая 1 — температурная зависимость прыжковой проводимости $\sigma_h = \sigma_{h0} \exp(-(\frac{T_0}{T})^x)$, где $\sigma_{h0} = 7.4 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $T_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ К}$, $x = 0.25$. Квадратики — вычисленные значения проводимости $\sigma_1 = \sigma_d - \sigma_h$. Кривая 2 — температурная зависимость проводимости $\sigma_1 = \sigma_d - \sigma_h = \sigma_{01} \exp(-\frac{E_1}{kT})$, где $\sigma_{01} = 1.9 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_1 = 0.7 \text{ эВ}$.

сти, а в легированной бором пленке — на 0.68 эВ выше потолка валентной зоны.

На рис. 1 представлена температурная зависимость темновой проводимости $\sigma_d(T)$ нелегированной пленки a -Si:H после отжига в потоке водорода при 650°C в течение 30 мин. Видно, что после отжига температурная зависимость проводимости σ_d не описывается активационным законом. Это указывает на то, что наряду с зонным в исследованной области температур проявляются другие механизмы проводимости.

Анализ температурной зависимости проводимости удобно проводить, воспользовавшись подходом, предложенным Забродским [10,11]. В этом подходе данные измерений используются для построения зависимостей $\ln w$ от $\ln T$, где $w = \frac{d \ln \sigma_d}{d \ln T}$. Для простого активационного закона зависимость $\ln w$ от $\ln T$ линейна,

$$\ln w = b - \ln T, \quad (2)$$

где $b = \ln(\frac{E}{k})$. Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка обычно описывается законом

$$\sigma_h = \sigma_{h0} \cdot \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^x\right), \quad (3)$$

где σ_{h0} , T_0 и x — параметры. В этом случае зависимость $\ln w$ от $\ln T$ имеет вид

$$\ln w = a - x \ln T, \quad (4)$$

где $a = \ln x + x \ln T_0$. Используя соотношения (2) и (4) для линейных участков зависимости $\ln w$ от $\ln T$, мы можем определить соответствующие параметры E , T_0 и x .

На рис. 2 показана зависимость $\lg w$ от $\lg T$ для отожженной нелегированной пленки, вычисленная из данных, представленных на рис. 1. Достаточно протяженный линейный участок, отвечающий области низких температур ($T_0 < 260 \text{ К}$), дает значения параметров $x = 0.25$ и $T_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ К}$; эти значения характерны для моттовской проводимости с переменной длиной прыжка. Используя стандартное выражение для T_0 [12,13].

$$T_0 = 17.6\gamma^3/k\rho_F, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, γ — обратный радиус локализации электрона на локальном центре, ρ_F — плотность состояний вблизи уровня Ферми, и полагая $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, мы можем оценить плотность состояний вблизи уровня Ферми; получаем $\rho_F = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

В области более высоких температур величина $\lg w$ сначала возрастает (при $T > 260 \text{ К}$), а затем (при $T > 400 \text{ К}$) снова начинает уменьшаться с температурой, что указывает на смену механизма проводимости. Грубая оценка параметров, основанная на линейной аппроксимации высокотемпературного участка кривой $\lg w$ vs $\lg T$, дает значения параметров, характерные для зонной проводимости, однако из-за малости температурного интервала, в котором наблюдается уменьшение $\lg w$ при высоких температурах, точность определения параметров проводимости в этой области мала. Для повышения точности определения параметров зонной проводимости мы использовали следующий прием. Сначала определялись параметры T_0 и x по протяженному низкотемпературному линейному участку на рис. 2. Затем вычислялась разность измеренной проводимости пленки σ_d и прыжковой проводимости σ_h в области высоких

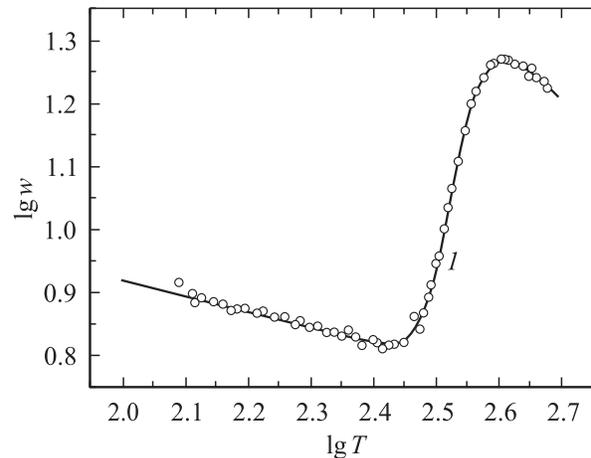


Рис. 2. Температурная зависимость $\lg w$ нелегированной пленки a -Si:H после высокотемпературного отжига. Кружки — значения $\lg w = \lg(\frac{\Delta \lg \sigma_d}{\Delta \lg T})$, определенные из экспериментально измеренных величин $\sigma_d(T)$. Кривая 1 — $\lg w = \lg(\frac{d \lg(\sigma_1 + \sigma_h)}{d \lg T})$, где $\sigma_h = \sigma_{h0} \exp(-(\frac{T_0}{T})^x)$, $\sigma_1 = \sigma_{01} \exp(-\frac{E_1}{kT})$ и $\sigma_{h0} = 7.4 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $T_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ К}$, $x = 0.25$; $\sigma_{01} = 1.9 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_1 = 0.7 \text{ эВ}$.

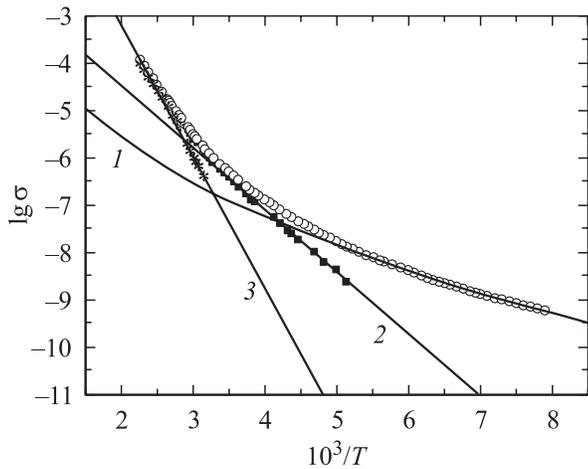


Рис. 3. Температурная зависимость темновой проводимости пленки $a\text{-Si:H}$, легированной бором, после высокотемпературного отжига. Кружки — экспериментальные данные проводимости σ_d . Кривая 1 — температурная зависимость прыжковой проводимости $\sigma_h = \sigma_{h0} \exp(-\frac{T_0}{T})^x$, где $\sigma_{h0} = 2.8 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $T_0 = 9.2 \cdot 10^7 \text{ К}$, $x = 0.25$. Квадратики — вычисленные значения проводимости $\sigma_2 = \sigma_d - \sigma_h$. Кривая 2 — температурная зависимость проводимости $\sigma_2 = \sigma_d - \sigma_h = \sigma_{02} \exp(-\frac{E_2}{kT})$, где $\sigma_{02} = 0.015 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_2 = 0.26 \text{ эВ}$. Крестики — вычисленные значения $\sigma_1 = \sigma_d - \sigma_h - \sigma_2$. Кривая 3 — температурная зависимость проводимости $\sigma_1 = \sigma_d - \sigma_h - \sigma_2 = \sigma_{01} \exp(-\frac{E_1}{kT})$, где $\sigma_{01} = 1.74 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_1 = 0.55 \text{ эВ}$.

температур $\sigma_1(T) = \sigma_d(T) - \sigma_h(T)$. Температурная зависимость проводимости σ_1 (кривая 2 на рис. 1) имеет активационный характер. Определенные из этой кривой значения энергии активации E_1 и предэкспоненциального множителя σ_{01} равны 0.7 эВ и $1.9 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Эти значения соответствуют зонному механизму проводимости отожженной нелегированной пленки в области высоких температур. На рис. 2 сплошной кривой показана вычисленная зависимость $w = \frac{d \lg \sigma}{d \lg T}$ от $\lg T$, где σ определяется суммой зонного σ_1 и прыжкового σ_h вкладов с параметрами σ_{01} , E_1 , σ_{h0} и T_0 , приведенными в таблице. Видно, что во всем температурном интервале кривая хорошо согласуется с зависимостью $\lg w$ от $\lg T$, определенной из экспериментально измеренных значений $\sigma_d(T)$.

На рис. 3 приведена температурная зависимость темновой проводимости $\sigma_d(T)$ легированной бором пленки $a\text{-Si:H}$ после ее отжига в потоке водорода при 650°C в течение 30 мин. Видно, что $\sigma_d(T)$ также не описывается активационным законом. Как и для нелегированной пленки, путем обработки экспериментальных данных для $\sigma_d(T)$ мы вычислили зависимость $\lg w$ от $\lg T$, которая показана на рис. 4. Общий характер этой зависимости аналогичен полученному для нелегированных пленок, подвергнутых высокотемпературному отжигу: имеются два участка (низкотемпературный и высокотемпературный), на которых функция $\lg w$ убывает с темпе-

ратурой; их естественно связать с прыжковым и зонным вкладами соответственно. Наряду с этим в области температур, близких к 240 К , наблюдается особенность, указывающая на вклад еще одного механизма проводимости. Соответственно мы провели более детальный анализ обнаруженных вкладов в проводимость.

Параметры x и T_0 для прыжковой проводимости легированной пленки в области низких температур ($T < 160 \text{ К}$) мы определяли как из кривых зависимости $\lg w$ от $\lg T$, так и непосредственно по кривым $\sigma_d(T)$ (рис. 3) методом подбора параметров. Найденные значения $x = 0.25$, $T_0 = 9.2 \cdot 10^7 \text{ К}$ и $\sigma_{h0} = 2.8 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ характерны для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в аморфных полупроводниках.

Вычитая из экспериментально измеренных величин σ_d при $T > 160 \text{ К}$ соответствующие значения σ_h (кривая 1 на рис. 3), мы получили компоненту проводимости (квадратики), температурная зависимость которой не описывается одной экспонентой во всей области температур $T > 160 \text{ К}$. Однако в области температур $210\text{--}310 \text{ К}$ (рис. 3) вычисленные значения проводимости ложатся на прямую 2, соответствующую зависимости $\sigma_2 = \sigma_{02} \exp(-\frac{E_2}{kT})$, где $\sigma_{02} = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $E_2 = 0.26 \text{ эВ}$. Малость предэкспоненциального множителя σ_{02} указывает на то, что в этой области проводимость не является зонной. Экстраполируя эту зависимость на область температур $T > 320 \text{ К}$, мы видим, что при $T > 320 \text{ К}$ экспериментально измеренные значения темновой проводимости σ_d заметно превышают $\sigma_2(T)$ (рис. 3). Вычитая из σ_d при $T > 320 \text{ К}$ соответствующие вклады σ_h (кривая 1) и σ_2 (кривая 2),

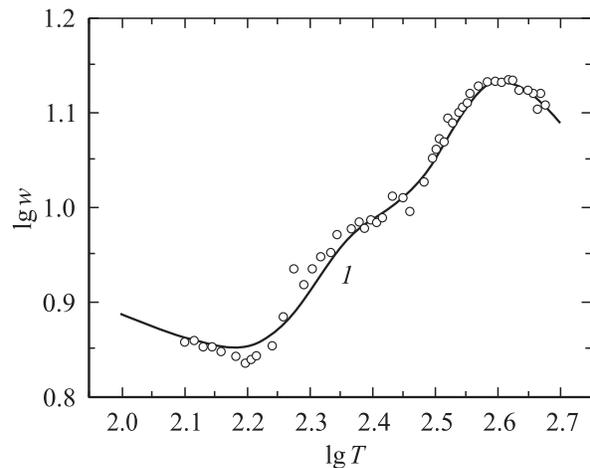


Рис. 4. Температурная зависимость $\lg w$ пленки, легированной бором $a\text{-Si:H}$ после высокотемпературного отжига. Кружки — значения $\lg w = \lg(\frac{d \lg \sigma_d}{d \lg T})$, определенные из экспериментально измеренных величин $\sigma_d(T)$. Кривая 1 — $\lg w = \lg(\frac{d \lg(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_h)}{d \lg T})$, где $\sigma_h = \sigma_{h0} \times \exp(-\frac{T_0}{T})^x$, $\sigma_2 = \sigma_{02} \exp(-\frac{E_2}{kT})$, $\sigma_1 = \sigma_{01} \exp(-\frac{E_1}{kT})$ и $\sigma_{h0} = 2.8 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $T_0 = 9.2 \cdot 10^7 \text{ К}$, $x = 0.25$; $\sigma_{02} = 0.015 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_2 = 0.26 \text{ эВ}$; $\sigma_{01} = 1.74 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_1 = 0.55 \text{ эВ}$.

Параметры проводимости пленок a -Si:H до и после отжига

Пленки	σ_{01} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	E_1 , эВ	E_F	σ_{02} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	E_2 , эВ	σ_{h0} , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	T_0 , К	E_g , эВ
a -Si:H до отжига	$8 \cdot 10^3$	0.72	$E_C - 0.65$ эВ	—	—	—	—	1.74
a -Si:H после отжига	$1.9 \cdot 10^3$	0.7	$E_C - 0.65$ эВ	—	—	$7.4 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^8$	1.53
a -Si:H(B) до отжига	$6 \cdot 10^3$	0.75	$E_V + 0.68$ эВ	—	—	—	—	1.73
a -Si:H(B) после отжига	$1.7 \cdot 10^2$	0.55	$E_V + 0.55$ эВ	0.015	0.26	$2.8 \cdot 10^3$	$9.2 \cdot 10^7$	1.54

мы получаем вклад в проводимость (крестики), температурная зависимость которого описывается экспоненциальным законом $\sigma_1 = \sigma_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$ с параметрами $\sigma_{01} = 174 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $E_1 = 0.55$ эВ. Эти значения параметров σ_{01} и E_1 характерны для зонной проводимости в легированных пленках a -Si:H.

На рис. 4 сплошной кривой показана рассчитанная зависимость $\lg w = \lg\left(\frac{d \lg \sigma}{d \lg T}\right)$ от $\lg T$, где σ определяется суммой зонного σ_1 , прыжкового σ_h вкладов, а также вклада σ_2 в проводимость с соответствующими параметрами σ_{01} и E_1 , σ_{h0} и T_0 , σ_{02} и E_2 , приведенными в таблице. Видно, что во всем температурном интервале кривая хорошо согласуется с зависимостью $\lg w = \lg\left(\frac{\Delta \lg \sigma}{\Delta \lg T}\right)$ от $\lg T$, определенной из экспериментально измеренных величин $\sigma_d(T)$.

3. Обсуждение результатов

Полученные значения параметров зонной проводимости σ_{01} и E_1 в отожженных пленках позволяют оценить положение уровня Ферми E_F в запрещенной зоне [8]. При $\sigma_{\min} = 2 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ получаем $E_F = E_C - 0.65$ эВ и $E_F = E_V + 0.55$ эВ для нелегированной и легированной бором пленок соответственно. Это указывает на то, что уровни Ферми в отожженных нелегированной и легированной пленках расположены в области энергетических уровней оборванных связей кремния, т.е. прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка при низких температурах осуществляется по уровням оборванных связей.

Для исследованных нелегированной и легированной пленок до и после их отжига были определены значения ширины запрещенной зоны E_g методом Тауца [14]. Получено, что в нелегированной пленке величина E_g в результате отжига изменилась от 1.74 до 1.53 эВ, а в легированной пленке — от 1.73 до 1.54 эВ. Таким образом, ширина запрещенной зоны в нелегированной и легированной пленках после отжига изменилась практически одинаково и имеет одну и ту же величину. Уменьшение ширины запрещенной зоны в отожженных пленках свидетельствует об уменьшении концентрации

водорода в них [15] и, следовательно, об образовании оборванных связей кремния.

Из таблицы видно, что положение уровня Ферми в запрещенной зоне в нелегированной пленке после высокотемпературного отжига практически не изменилось. В легированной же пленке уровень Ферми после отжига сместился к потолку валентной зоны на 0.13 эВ. Отсутствие сдвига уровня Ферми в исследованных в настоящей работе отожженных в водороде нелегированных пленках определяется тем, что энергетические уровни оборванных связей кремния, образующихся при отжиге в результате эффузии водорода, находятся в области, близкой к уровню Ферми в неотожженной пленке. В отожженных легированных пленках образование оборванных связей в глубине запрещенной зоны также должно было бы приводить к сдвигу уровня Ферми к середине запрещенной зоны. Поэтому обнаруженное смещение уровня Ферми к валентной зоне в легированных пленках при высокотемпературном отжиге указывает на увеличение концентрации электрически активных атомов бора. Наиболее очевидная причина увеличения эффективности легирования пленок бором связана с эффузией водорода, приводящей к уменьшению концентрации пассивированных водородом электрически неактивных атомов бора.

Наблюдаемая в отожженной легированной бором пленке проводимость σ_2 , по-видимому, является прыжковой проводимостью по состояниям хвоста валентной зоны. Разность энергии Ферми и энергии активации прыжковой проводимости σ_2 указывает на энергетическое положение этих состояний. Эта разность, согласно данным таблицы, составляет величину $E_F - E_2 \approx (E_V + 0.55 \text{ эВ}) - 0.26 \text{ эВ} \approx E_V + 0.29 \text{ эВ}$.

Проводимость σ_2 , проявляющаяся в легированной бором пленке после высокотемпературного отжига, аналогична ε_2 -проводимости, наблюдаемой в кристаллических слабо компенсированных полупроводниках в области промежуточных температур при переходе прыжковой проводимости к зонной. Чаще всего ε_2 -проводимость связывается с переносом по верхней зоне Хаббарда (по состояниям D^- -центров). В рассматриваемом случае возникновение σ_2 -проводимости, по-видимому, связано с возрастанием уровня легирования при высокотемпературном отжиге, приводящем, с одной стороны, к

смещению уровня Ферми к потолку валентной зоны, а с другой — к возрастанию плотности состояний в хвосте валентной зоны. Разность энергий активации зонной проводимости и ε_2 -проводимости составляет величину $\Delta_v = E_1 - E_2 = 0.29$ эВ. Она определяет энергетическое расстояние от порога подвижности до слоя энергий состояний, по которым осуществляется ε_2 -проводимость, и характеризует протяженность области локализованных состояний с неэкспоненциальным спадом плотности состояний. Отметим, что для рассматриваемых пленок, отожженных при высоких температурах, прямое измерение величины Δ_v по исследованию спектральной зависимости коэффициента поглощения (как непосредственное, так и методом постоянного фототока) сталкивается со значительными трудностями.

Таким образом, в настоящей работе установлено, что при высокотемпературном отжиге в потоке водорода в легированных бором пленках a -Si:H образование оборванных связей подавляется, уровень легирования возрастает, а уровень Ферми смещается к валентной зоне. При этом в отличие от нелегированной пленки при переходе от прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми к зонной проводимости наблюдается прыжковая проводимость по состояниям хвоста валентной зоны (ε_2 -проводимость). Определение параметров ε_2 -проводимости позволило нам оценить размер области неэкспоненциального спада плотности локализованных состояний вблизи валентной зоны Δ_v .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 03-02-17378, и программы „Интеграция“.

Список литературы

- [1] D.L. Staebler, J.I. Pankov. Appl. Phys. Lett., **37**, 609 (1980).
- [2] G.D. Cody, B. Abeles, B. Brooks, P. Persans, C. Roxlo, A. Ruppert, C. Wronski. J. Non-Cryst. Sol., **59**, 325 (1983).
- [3] R. Tsu, J.G. Hernandez, F.H. Pollak. J. Non-Cryst. Sol., **66**, 109 (1984).
- [4] S. Mitra, K.K. Gleason, H. Jia, J. Shinar. Phys. Rev. B, **48**, 2175 (1993).
- [5] И.А. Курова, А.Н. Лупачева, Н.В. Мелешко, Э.В. Ларина. ФТП, **28**, 1092 (1994).
- [6] И.А. Курова, Н.Н. Ормонт, Е.И. Теруков, И.Н. Трапезникова, В.П. Афанасьев, А.С. Гудовских. ФТТ, **35**, 367 (2001).
- [7] А.И. Машин, А.Ф. Хохлов. ФТП, **33**, 1434 (1999).
- [8] H. Overhof, W. Beyer. Phil. Mag. B, **47**, 377 (1983).
- [9] J. Kakalios, R.A. Street. Phys. Rev. B, **34**, 6014 (1986).
- [10] А.Г. Забродский. ФТП, **11**, 595 (1977).
- [11] A.G. Zabrodskii. Phil. Mag. B, **81**, 1153 (2001).
- [12] И.П. Звягин. *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках* (М., Изд-во МГУ, 1984).
- [13] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [14] R.H. Klazes, M.H.L.M. van den Broek, J. Bezemer, S. Radelhaar. Phil. Mag. B, **45**, 377 (1982).
- [15] J.C. Bruyere, A. Deneuve, A. Mini, J. Fontenille, R. Danielou. J. Appl. Phys., **51**, 2199 (1980).

Редактор Л.В. Беляков

Hopping ε_2 -conductivity of boron-doped a -Si:H films after high-temperature annealing in hydrogen

I.P. Zvyagin, I.A. Kurova, M.A. Nalgieva, N.N. Ormont

Moscow State University, Faculty of Physics,
119992 Moscow, Russia

Abstract The high-temperature annealing of boron-doped and undoped a -Si:H films in hydrogen is shown to considerably affect the temperature dependence of the conductivity of both boron-doped and undoped a -Si:H films. For annealed doped films, in addition to variable range hopping and band contribution, the ε_2 -conductivity was observed that was related to hopping in the localized states near the valence band edge. The possibility of observing the ε_2 -conductivity is associated to the increase in the concentration of electrically active boron atoms and substantial shift of the Fermi level after high-temperature annealing in the hydrogen atmosphere. The measured parameters of the ε_2 -conductivity have made it possible to determine the size of the region of the nonexponential decay of the density of localized states near the valence band.