

Определение плотности поверхностных состояний границы раздела полупроводник–диэлектрик в МДП структуре

© Г. Гулямов*[¶], Н.Ю. Шарипбаев*⁺

* Наманганский инженерно-педагогический институт,
116003 Наманган, Узбекистан

⁺ Наманганский инженерно-экономический институт,
116003 Наманган, Узбекистан

(Получена 17 февраля 2010 г. Принята к печати 18 мая 2010 г.)

Исследована временная зависимость термической генерации электронов из заполненных поверхностных состояний границы раздела полупроводник–диэлектрик в МДП структуре. Установлено, что при низких температурах производная по энергии от вероятности опустошения заполненных поверхностных состояний является δ -функцией Дирака. Показано, что плотность состояний конечного числа дискретных энергетических уровней при высокотемпературных измерениях проявляется как сплошной спектр, а при низких температурах как дискретный. Предложена методика обработки сплошного спектра плотности поверхностных состояний, которая позволяет определить дискретный энергетический спектр. Полученные результаты могут способствовать повышению разрешающей способности метода нестационарной спектроскопии поверхностных состояний.

1. Введение

Энергетическая плотность поверхностных состояний на границе раздела полупроводник–диэлектрик, $N_{ss}(E)$, является основной характеристикой структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). В приборах с зарядовой связью (ПЗС) с поверхностным каналом некоторая часть потери заряда определяется поверхностными состояниями [1,2]. Это обстоятельство может быть использовано для определения $N_{ss}(E)$. В работе [3] дается методика приближенного определения плотности поверхностных состояний с помощью ПЗС. Проведенные в [3] расчеты плотности поверхностных состояний имеют оценочный характер, и точность полученных результатов трудно установить.

Цель данной работы заключается в совершенствовании методики определения $N_{ss}(E)$ и повышении разрешающей способности методов нестационарной спектроскопии поверхностных состояний МДП структур.

2. Термическая генерация из поверхностных состояний

Рассмотрим процесс термической генерации из поверхностных состояний. Пусть на поверхности границы раздела полупроводник–диэлектрик сконцентрирован избыток свободных электронов. В этом случае все поверхностные состояния с плотностью $N_{ss}(E)$ полностью заполнены электронами. Пусть в момент $t = 0$ с поверхности раздела полностью уходят все свободные электроны. Тогда захваченные электроны начинают освобождаться из поверхностных состояний за счет термической генерации. Полное число электронов $N(t)$, генерированных из поверхностных состояний с плотностью $N_{ss}(E)$ за

время t , при непрерывном распределении уровней по энергиям определяется следующим выражением:

$$N(t) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \rho(E, T, t) dE, \quad (1)$$

$$\rho(E, T, t) = 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau(E, T)}\right]. \quad (2)$$

Здесь $\rho(E, T, t)$ — вероятность опустошения уровня с энергией E за время t при температуре T , $\tau(E, T)$ — время генерации с уровня с энергией E . Если поверхностные энергетические уровни дискретны (с энергиями E_i), то $N_{ss}(E)$ имеет вид [4]

$$N_{ss}(E) = \sum_i N_{ss}(E_i) \delta(E_i - E). \quad (3)$$

Количество электронов, покинувших дискретные поверхностные состояния за время t , определяется следующим выражением:

$$N(t) = \sum_i N_{ss}(E_i) \rho(E_i, T, t), \quad (4)$$

$$\rho(E_i, T, t) = 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau(E_i, T)}\right]. \quad (5)$$

Для оценки потерь используют идеализированную модель [1,2]. Пусть все поверхностные ловушки полностью заполнены электронами и в момент $t = 0$ концентрация свободных электронов в зоне проводимости уменьшается до нуля. Тогда начинается тепловая эмиссия электронов из ловушек. Предполагается, что за время t все ловушки, лежащие между краем зоны

[¶] E-mail: Gulyamov1949@rambler.ru

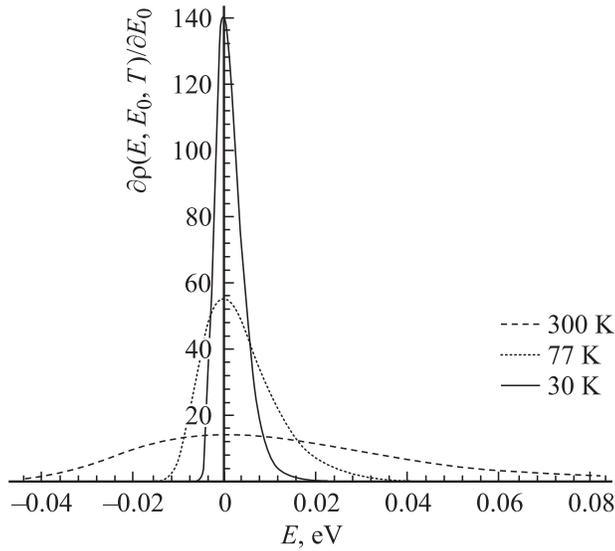


Рис. 1. Зависимости $\partial \rho(E, E_0, T) / \partial E_0$ от энергии для различных температур. С понижением температуры $\partial \rho(E, E_0, T) / \partial E_0$ стремится к δ -функции Дирака $\delta(E - E_0)$.

проводимости и дискретным уровнем E_0 , полностью освобождаются. Введем новый параметр — характерную энергию E_0 , связанную с временем t и температурой T соотношением

$$E_0 = kT \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана. Например, если $\tau_0 = 10^{-11}$ с, то за время $t = 10^{-6}$ с при комнатной температуре освобождаются почти все уровни, лежащие выше энергии 0.3 эВ. При поступлении нового зарядового пакета эти уровни снова заполняются электронами. Для ПЗС с поверхностным каналом $N(t)$ определяет потери заряда при переносе информации через канал с промежутком времени t .

С учетом соотношения (6) выражение (4) принимает следующий вид:

$$N(E_0) = \sum_i N_{ss}(E_i) \rho(E_i, T, E_0). \quad (7)$$

Согласно определению [2], плотность поверхностных состояний $N_{ss}(E)$ определяется производной от числа $N(E)$ по энергии. Возьмем производную от суммы (7) по параметру E_0 . Тогда плотность состояний принимает следующий вид:

$$\frac{\partial N(E_0)}{\partial E_0} = \sum_i N_{ss}(E_i) \frac{\partial \rho(E_i, E_0, T)}{\partial E_0}, \quad (8)$$

$$\rho(E_0) = 1 - \exp\left[-\frac{t_0}{\tau(E)} \exp\frac{E_0}{kT}\right]. \quad (9)$$

Дифференцируя (9) по E_0 , имеем

$$\frac{\partial \rho(E, E_0, T)}{\partial E_0} = \left\{ \exp\left[-\frac{t_0}{\tau(E)} \exp\frac{E_0}{kT}\right] \right\} \times \frac{t_0}{\tau(E)} \left[\exp\frac{E_0}{kT} \right] \frac{1}{kT}. \quad (10)$$

Здесь $\tau(E, T)$ определяется квантовыми процессами перехода между локализованными поверхностными состояниями и зоной проводимости. В общем случае это достаточно сложная функция энергии и температуры, которая определяется природой исследуемого центра [5]. В общем случае, даже не конкретизируя вид $\tau(E, T)$, можно показать, что $\partial \rho / \partial E_0$ при $T \rightarrow 0$ стремится к δ -функции Дирака [6].

Для случая, когда $\tau(E, T)$ имеет экспоненциальный вид,

$$\tau(E, T) = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \quad (11)$$

зависимости $\partial \rho / \partial E_0$ от энергии представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, кривые сильно зависят от температуры T . При понижении температуры с 300 до 77 К амплитуда $\partial \rho / \partial E_0$ увеличивается примерно в 4 раза, а эффективная ширина максимума во столько же раз уменьшается. Понижение температуры до 30 К резко увеличивает максимум $\partial \rho / \partial E_0$, сильно сжимая его по ширине. Эти свойства $\partial \rho / \partial E_0$ показывают, что при низких температурах, когда температура образца стремится к нулю, производной от вероятности опустошения поверхностных состояний будет δ -функция Дирака, т. е. при $T \rightarrow 0$ $\partial \rho / \partial E \rightarrow \delta(E - E_0)$. Поэтому при стремлении температуры к абсолютному нулю имеет место следую-

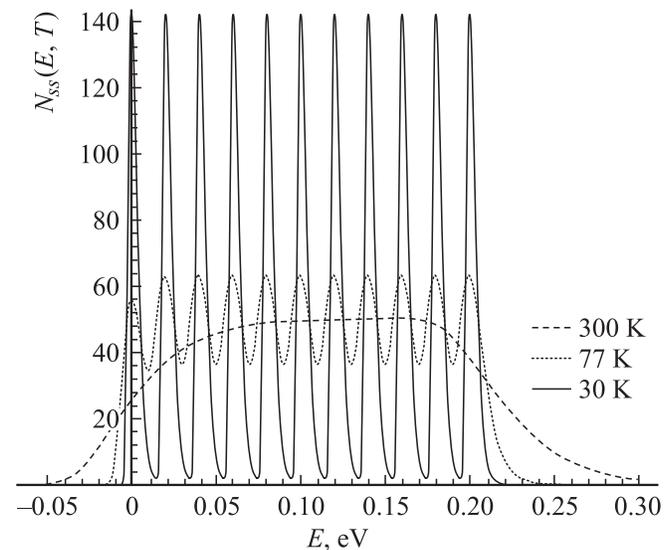


Рис. 2. Зависимости $N_{ss}(E, T)$ для 10 дискретных уровней. С ростом температуры дискретный спектр превращается в сплошной.

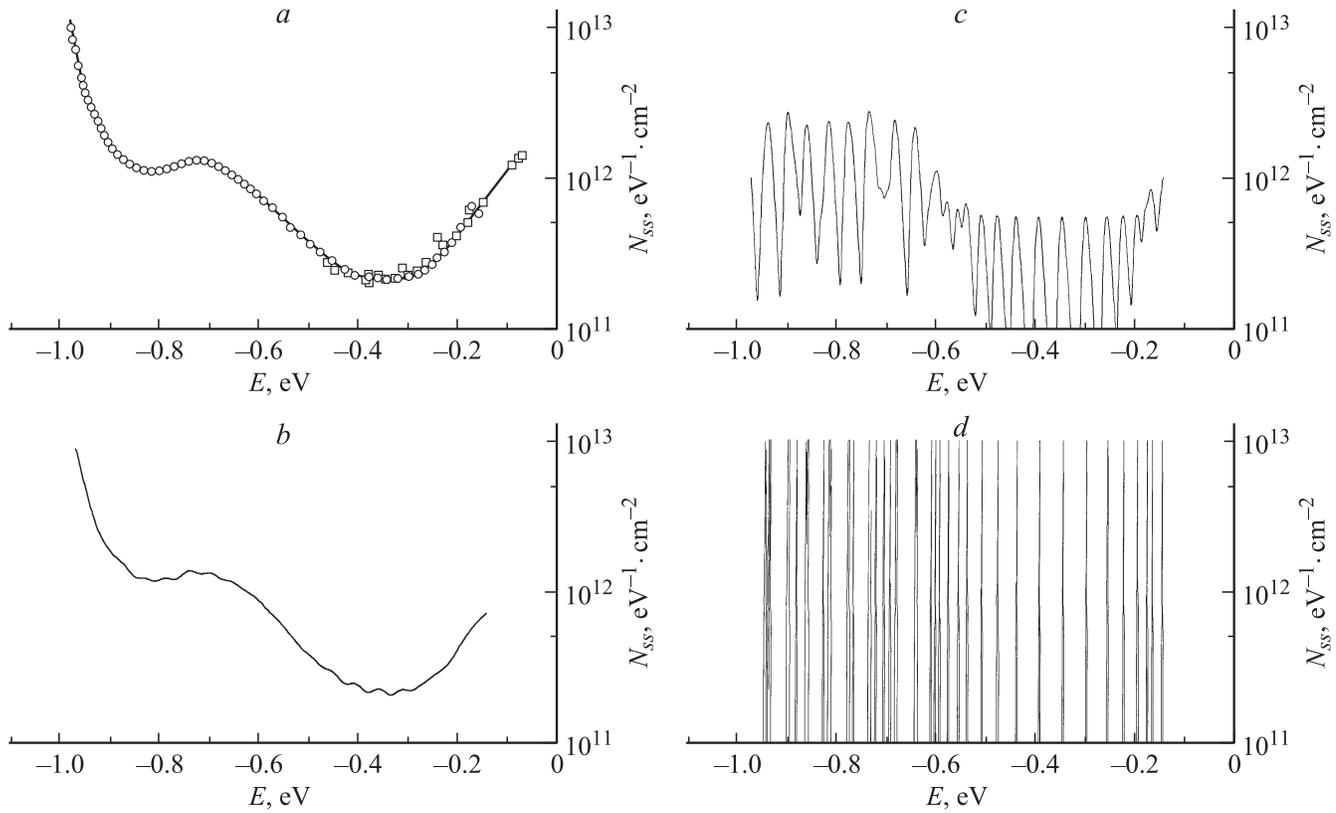


Рис. 3. Изменения плотности поверхностных состояний с понижением температуры. *a* — эксперимент [13]; (*b–d*) — модельный расчет для $T = 300$ (*b*), 77 (*c*), 5 К (*d*). С понижением температуры сплошной спектр $N_{ss}(E, T)$ превращается в дискретный.

шее соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{ss}(E)}{\partial E_0} &= \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \frac{\partial \rho}{\partial E_0} dE \\ &= \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \delta(E - E_0) dE = N_{ss}(E_0), \end{aligned}$$

где интегрирование производится от потока валентной зоны E_v до дна зоны проводимости E_c .

Для обработки экспериментальных данных энергетическую плотность поверхностных состояний в формуле (8) представим в виде суммы

$$N_{ss}(E_0) = \sum_{i=1}^n N_{ss}(E_i) \frac{\partial \rho_i}{\partial E_0}, \quad (12)$$

где

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial E_0} = \frac{1}{kT} \exp \left\{ \frac{1}{kT} (E_i - E_0) - \exp \left[\frac{1}{kT} (E_i - E_0) \right] \right\}. \quad (13)$$

Для лучшего понимания влияния температуры на плотность поверхностных состояний рассмотрим пример. Пусть в запрещенной зоне имеются 10 дискретных уровней. На рис. 2 приведена плотность поверхностных

состояний при разных температурах для этих уровней. Как видно из рисунка, при низких температурах, $T = 30$ К, все уровни четко различаются. С ростом температуры, при $T = 77$ К, эти уровни размываются, и при $T = 300$ К дают сплошной спектр.

Отсюда можно сделать вывод, что для обнаружения дискретных уровней нужны низкотемпературные измерения плотности поверхностных состояний. Однако при низких температурах прямое измерение $N_{ss}(E_0, T)$ затруднено из-за уменьшения вероятности освобождения электронов из поверхностных ловушек. Это обстоятельство не позволяет в эксперименте прямым измерением получить дискретный спектр поверхностных состояний.

Применение модели для исследования объемных состояний будет аналогично вышеизложенному. При этом ρ и $\partial \rho / \partial t$ в формулах (7) и (8) определяются с использованием статистики Шокли–Рида–Холла с учетом разницы энергетической зависимости сечений захвата для глубоких уровней. Тогда выражения для ρ и $\partial \rho / \partial t$ будут более сложными, чем выражения (9) и (10). Однако и в этом случае можно показать, что с понижением температуры $\partial \rho / \partial t$ превращается в δ -функцию Дирака.

Поверхностные состояния на границе раздела Si–SiO₂ и объемные состояния краевых дислокаций в кристаллах Si обусловлены оборванными связями [7–12]. Для качественного анализа плотности поверхностных состояний

можно использовать формулы (7)–(10) и в том случае, когда сечения захвата для глубоких уровней сильно различаются [7–9]. В этом случае ошибка обработки результатов эксперимента, обусловленная этим пренебрежением, с изменением сечений захвата не превышает 2 раз [13].

3. Определение спектра поверхностных состояний при низких температурах

Предыдущие рассуждения показывают, что плотность состояний при высокой температуре отличается от истинной плотности состояний $N_{ss}(E)$. Для определения $N_{ss}(E)$ при низких температурах можно поступить следующим образом. Разделим весь исследуемый интервал энергии, например, ширину запрещенной зоны, на большое число малых интервалов. Задавая значение $N_{ss}(E_i)$ на каждом выделенном интервале энергии, с помощью формулы (12) построим подгоночную зависимость плотности состояний $N_{ss}^t(E, T)$ от E (модель), которая максимально приближается к экспериментальной $N_{ss}(E, T)$. После этого для получения низкотемпературной зависимости $N_{ss}^t(E, T)$ в $\partial\rho/\partial E_0$ (см. (13)) подставляются значения соответствующих температур. По мере понижения температуры T функция $\partial\rho/\partial E_0$ все более приближается к δ -функции Дирака, а сплошной спектр постепенно превращается в дискретный спектр поверхностных состояний $N_{ss}(E)$. С уменьшением температуры на $N_{ss}^t(E, T)$ появляются отдельные пики и постепенно первоначальный сплошной спектр распадается на отдельные полосы (см. рис. 3).

4. Обработка экспериментальных результатов

Переходим к обработке высокотемпературной плотности поверхностных состояний. На рис. 3, *a* приведена плотность поверхностных состояний из работы [13]. На рис. 3, *b* показана теоретическая подгоночная плотность состояний $N_{ss}^t(E, T)$, полученная разложением экспериментальной кривой на рис. 3, *a* в ряд по функциям $\partial\rho/\partial E_0$. Сравнение рис. 3, *a* и *b* показывает, что экспериментальная зависимость $N_{ss}(E, T)$ при $T = 300$ К легко разлагается в ряд по функциям $\partial\rho/\partial E_0$ (13). На рис. 3, *c* и *d* показан модельный расчет плотности состояний соответственно для $T = 77$ и 5 К. Видно, что уже при азотной температуре четко выделяются отдельные пики (рис. 3, *c*). При стремлении температуры к нулю эти пики превращаются в дискретные уровни, а непрерывная линия $N_{ss}^t(E, T)$ — в дискретный энергетический спектр (рис. 3, *d*). Эти изменения $N_{ss}^t(E, T)$ обусловлены тем, что при понижении температуры за счет уменьшения теплового уширения энергетических уровней $\partial\rho/\partial E_0$ приближается к δ -функции Дирака $\delta(E - E_0)$.

5. Заключение

На основе проведенного исследования кинетики нестационарного процесса перезарядки поверхностных состояний границы раздела полупроводник–диэлектрик можно сделать вывод о том, что экспериментальный сплошной спектр плотности поверхностных состояний $N_{ss}^t(E, T)$, определенный при высоких температурах, при низких температурах превращается в дискретный энергетический спектр. Такая сильная температурная зависимость плотности поверхностных состояний обусловлена тем, что производная от функции, описывающей вероятность опустошения поверхностных состояний, при низких температурах превращается в δ -функцию Дирака.

Приведенная методика определения низкотемпературной плотности поверхностных состояний увеличивает разрешающую способность нестационарной спектроскопии поверхностных уровней и релаксационных методов, которые применяют для измерения энергетического спектра плотности состояний.

Список литературы

- [1] Ю.Р. Носов, В.А. Шилин. *Основы физики приборов с зарядовой связью* (М., Наука, 1986).
- [2] К. Секен, М. Томпсет. *Приборы с переносом заряда* (М., Мир, 1978).
- [3] Г. Гулямов, Х. Кучкаров. Уэб. физ. журн., **4**, 39 (1995).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981).
- [5] Б. Ридли. *Квантовые процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1986).
- [6] Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис. *Элементы прикладной математики* (М., Наука, 1972).
- [7] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. ЖЭТФ **92** (13), 968 (1987).
- [8] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **51**, 515 (1984).
- [9] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **65**, 1111 (1988).
- [10] V.A. Grazhulis, V.V. Kveder, V.Yu. Mukhina. Phys. Status Solidi A, **43**, 407 (1977).
- [11] V.A. Grazhulis, V.V. Kveder, V.Yu. Mukhina. Phys. Status Solidi A, **44**, 107 (1977).
- [12] V.V. Kveder, Yu.A. Osipyan, W. Schröter, G. Zoth. Phys. Status Solidi A, **72**, 701 (1982).
- [13] А. Гетцбергер. В кн.: *Поверхностные ловушки. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения*, под ред. П. Йеспера, ф. Вен де Виле и М. Уайта [перевод с англ. под ред. Р.А. Суриса] (М., Мир, 1979) с. 79.

Редактор Л.В. Шаронова

Determination of the density of surface states of the boundary semiconductor–insulator interface in a MIS structure

G. Gulyamov^{*¶}, N.U. Sharibaev[†]

^{*}Namangan Engineering-Pedagogical Institute,
116003 Namangan, Uzbekistan

[†]Namangan Engineering-Economic Institute,
116003 Namangan, Uzbekistan

Abstract The temporary dependence of electron thermal generation from filled surface states of the semiconductor–insulator interface in a MIS structure is studied. It is established that under low temperature, derivative of probability of filled surface state depletion on energy is the Dirac δ -function. It is shown that the density of states of the finite number discrete energy levels, at the high-temperature measurements reveals itself as a continuous spectrum, but under low temperature as discrete. The technique is proposed to process the density of surface states continuous spectrum, which allows to evaluate the discrete energy spectrum. The results obtained can promote to increase the resolution ability of the transient spectroscopy method of the surface states determination.