

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ, СОДЕРЖАЩЕМ БИСТАБИЛЬНУЮ U^- -ПРИМЕСЬ

А. Г. Никитина, В. В. Зуев

(Получено 9 июля 1992 г. Принято к печати 14 сентября 1992 г.)

В последнее время появилось множество работ, посвященных обнаружению и исследованию дефектов, которые могут иметь несколько пространственных конфигураций в одном и том же зарядовом состоянии [¹⁻³]. Во всех этих работах изучаются примеси с одним типом электрической активности (т. е. рассматриваются переходы типа донор—донор или акцептор—акцептор). В отличие от ранее опубликованных работ, наша работа посвящена исследованию температурной зависимости концентрации свободных носителей в полупроводнике, $n(T)$, содержащем в качестве примеси бистабильные U^- -центры, конфигурационно-координатная модель которых представлена на рис. 1.

Условие нейтральности, если компенсирующая примесь отсутствует, имеет следующий вид:

$$N^+ = N^- + n, \quad (1)$$

где $N^+ = N_c \nu \exp [-(E_1 + E_2 + W_{21}^0)/kT]/Z$, $N^- = n^2 \nu \exp (-W_{12}^0/kT)/Z$ — концентрации положительно и отрицательно заряженных центров соответственно; n — концентрация свободных носителей; N_c — плотность состояний в зоне проводимости; $E_{1, 2}$ — энергии ионизации уровней в запрещенной зоне полупроводника бистабильного центра в соответствующих конфигурациях; W_{12}^0 — энергии активации соответствующих переходов; ν — частота тепловых колебаний (для простоты принята одинаковой в обеих конфигурациях); k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; Z — статистическая сумма для бистабильного U^- -центра; N — полная концентрация бистабильных U^- -центров.

Если выполняется условие

$$n \ll N^-, \quad (2)$$

то решение уравнения нейтральности имеет вид

$$n = N_c \exp [-(E_1 + E_2 + W_{12}^0 - W_{21}^0)/kT]. \quad (3)$$

Из решения (3) следует, что в случае отсутствия компенсирующей примеси концентрация свободных носителей не зависит от концентрации бистабильных U^- -центров. Конечно, это справедливо, если выполняется условие (2), причем границы области существования решения (3) определяются концентрацией бистабильных U^- -центров. Энергия активации носителей заряда в $n(T)$, E_A в этом случае зависит не только от энергий ионизации соответствующих элект-

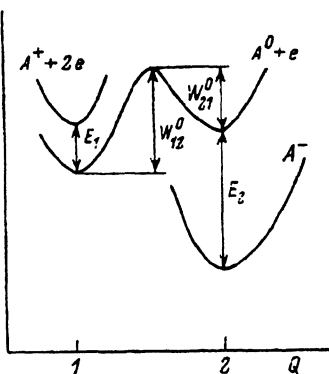


Рис. 1. Конфигурационно-координатная диаграмма для бистабильного U^- -центра. Q — конфигурационная координата дефекта.

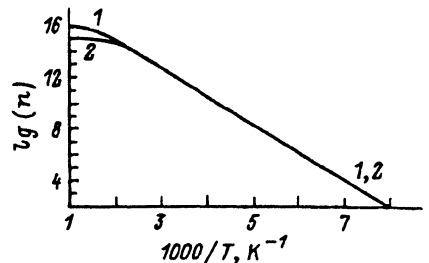


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации свободных носителей для Si с бистабильным U^- -центром. Расчетные параметры: $E_1 = 0.13$ эВ, $E_2 = 0.37$ эВ, $W_{12}^0 = 0.40$ эВ, $W_{21}^0 = 0.10$ эВ; $N, \text{ см}^{-3}$: 1 — 10^{16} , 2 — 10^{15} .

ронных уровней E_1 и E_2 , а и от разности энергий перехода из одной конфигурации в другую:

$$E_A = [(E_1 + E_2 + (W_{12}^0 - W_{21}^0)) / 2]. \quad (4)$$

Из решения (3) также следует: во-первых, для бистабильного U^- -центра, как и в случае с обычным U^- -центром, уровень Ферми не изменяется с температурой; во-вторых, положение уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника определяется не только энергиями ионизации бистабильной U^- -примеси в различных пространственных конфигурациях, как это справедливо в случае с обычным U^- -центром, но также энергиями переходов между этими конфигурациями.

На рис. 2 представлены результаты расчета концентрации свободных электронов от обратной температуры в кремнии, содержащем бистабильную U^- -примесь, конфигурационно-координатная модель которой показана на рис. 1. Все указанные выше особенности ионизации этих центров отчетливо видны на рис. 2.

Таким образом, суть полученных в итоге данных исследований результатов состоит в следующем. Показано, что так же как и в случае амфотерных U^- -центров [4], для бистабильных U^- -центров, которые при переходе из одной пространственной конфигурации в другую меняют тип электрической активности (т. е. имеет место переход донор → акцептор или наоборот), в отсутствие компенсирующей примеси существует температурный интервал, в котором концентрация свободных электронов не зависит от концентрации рассматриваемых U^- -центров (см. рис. 2). Конечно, это справедливо только в области существования решения (3), границы которой определяет концентрация бистабильных U^- -центров. Такой результат можно получить только для амфотерных U^- -центров и для бистабильных U^- -примесей, в которых реализуется переход примеси из донорного состояния в акцепторное. Во всем этом температурном интервале существования решения (3) положение уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника не меняется с изменением температуры.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что знание только энергий ионизации примеси в соответствующих пространственных конфигурациях не позволяет сделать правильные оценки температурной зависимости концентрации свободных носителей, так как энергия активации E_d зависит также и от разности

энергий перехода между пространственными конфигурациями. В свою очередь по исследованию только температурной зависимости концентрации свободных носителей нельзя определить уровни ионизации такого бистабильного U^- -центра.

Таким образом, для того чтобы сделать правильные как количественные так и качественные оценки для температурной зависимости концентрации свободных носителей в примесном полупроводнике, а также при определении уровня Ферми, необходимо учитывать не только энергии ионизации примеси в различных пространственных конфигурациях, но и энергии переходов между этими конфигурациями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. Chantre, D. Bois. Phys. Rev. B, 31, 7979 (1985).
- [2] A. Chantre. Phys. Rev. B, 32, 3687 (1985).
- [3] H. M. Branz, R. S. Crandall. Appl. Phys. Lett., 55, 2634 (1989).
- [4] А. Г. Гончарова, В. В. Зуев. ФТП, 24, 660 (1990).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 7, 1993

УСИЛЕНИЕ ФОТОТОКА В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ Pd—SiO₂—*n* (*p*)-Si

С. В. Слободчиков, Г. Г. Ковалевская, А. В. Пенцов, Х. М. Салихов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получено 8 июля 1992 г. Принято к печати 15 января 1993 г.)

В ряде статей, посвященных туннельным МДП структурам на основе кремния [1–5], теоретически и экспериментально исследован механизм тока. Установлено, что эти структуры при определенных соотношениях физических параметров, включая значения высот барьеров на границах металл—SiO₂ и SiO₂—Si, и технологических параметров могут иметь высокие значения коэффициента умножения тока и фототока. В связи с проводимыми нами экспериментами по влиянию водорода на электрические и фотоэлектрические характеристики структур Pd—SiO₂—*n* (*p*)-Si представляло интерес провести на этих диодах исследование токопереноса носителями, инжектированными электрическим полем или электромагнитным излучением.

МДП структуры создавались на кристаллах *n*-Si ориентации (111) с удельным сопротивлением $\rho = 7.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и *p*-Si ориентации (100) с $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Перед нанесением слоев SiO₂ и Pd пластины травились в HF, промывались и высушивались. Слои SiO₂ создавались выдержкой на воздухе пластин в течение нескольких недель при комнатной температуре; толщина слоев составляла 22–26 Å. Палладий наносился напылением в вакууме при остаточном давлении 10^{-5} Тор, и толщины его слоев были 400–500 Å.

На рис. 1 представлены типичные кривые зависимости фототока от обратного смещения для обоих типов МДП диодов. Кривые сняты при освещении монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$. Из этих данных следует, что усиление фототока характерно для обоих случаев, однако величина умножения фототока в структурах Pd—SiO₂—*n*-Si составляет почти 2 порядка, в то время как в структурах на *p*-Si примерно на порядок меньше, 10–15.