

- [1] Еременко В. Г., Фарбер Б. Я., Якимов Е. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1313—1315.
 [2] McGonial G. C., Thomson D. J., Shaw J. G., Gard H. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 10. P. 5908—5922.
 [3] Teylor W. E., Odell N. H., Fan H. F. // Phys. Rev. 1953. V. 88. N 4. P. 867—875.
 [4] Гольдман Е. И., Ждан А. Т. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 1839—1844.
 [5] Гольдман Е. И., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 11. С. 2089—2093.
 [6] Гусятников А. Н., Райх М. Э. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1077—1084.
 [7] Langer J. S. // Ann. Phys. 1968. V. 54. P. 258—275.

Институт физики твердого тела АН СССР
 Черноголовка

Получено 30.08.1989
 Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ПРОСТОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПО ТЕМПЕРАТУРНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ВАХ МОП ТРАНЗИСТОРОВ

Усеинов Р. Г., Зебрев Г. И.

Известно, что поверхностные состояния (ПС) на границе раздела диэлектрик—полупроводник в МДП структурах оказывают существенное влияние на параметры соответствующих приборов. В частности, ПС влияют на пороговое напряжение V_{th} и эффективную канальную подвижность МОП транзисторов (МОПТ) $\mu_{эфф}$. ПС могут генерироваться под влиянием ионизирующего излучения (ИИ) при инжекции горячих носителей из канала в подзатворный окисел, при термополевых нагрузках и т. д.

Существуют различные методы определения плотности ПС на границе раздела Si—SiO₂ [1, 2]. Однако традиционно используемые методы, основанные на измерении $C-V_g$ - или $G-V_g$ -зависимости (C — емкость МДП структуры, G — ее высокочастотная проводимость, V_g — напряжение на затворе), мало пригодны для транзисторов. Это связано как с техническими трудностями (с необходимостью измерять слишком малые емкости), так и с трудностью интерпретации получаемых результатов [2]. Существуют методы, позволяющие оценивать плотность ПС непосредственно для транзисторов: метод зарядовой накачки [3], а также так называемая подпороговая техника [4, 5]. Первый из них позволяет получить интегральное значение заряда на ПС в интервале ~ 0.8 эВ в запрещенной зоне Si, второй метод дает величину \bar{D}_{it} — среднюю дифференциальную плотность ПС для значения поверхностного потенциала $\Phi_s \simeq 1.5 \Phi_B$ ($q\Phi_B$ — энергетическая разность между уровнем Ферми и серединой запрещенной зоны в объеме полупроводника). Хотя метод зарядовой накачки дает в ряде случаев хорошие результаты при измерении ПС в МОПТ, он достаточно сложен технически. Кроме того, при оценке интервала в запрещенной зоне Si, который вносит вклад в измеряемую интегральную плотность ПС, необходимо знание сечения захвата носителей на ПС, которое является экспоненциальной функцией поверхностного потенциала Φ_s , а также функцией от дифференциальной плотности ПС D_{it} [2]. Поэтому интерпретация результатов метода зарядовой накачки не является простой. Что же касается подпороговой методики, то, хотя этот метод более прост технически, он может в определенных ситуациях завывать \bar{D}_{it} . В [6] было показано, что в тех случаях, когда имеются неоднородности пространственного распределения захваченного в окисле заряда, наблюдаемый логарифмический наклон S подпороговых ВАХ определяется не только D_{it} , но и этими неоднородностями. В [7] приводятся доказательства того, что этот метод дает неверные результаты для приборов, облученных ИИ при азотной

температуре. Авторы [7] также объясняют этот факт влиянием неоднородностей распределения заряда в окисле. В статье предлагается простой метод оценки изменения дифференциальной плотности ПС ΔD_{it} при воздействии на МОПТ какого-либо внешнего возмущения. Известно, что V_{th} для МОПТ можно записать в виде [1]

$$V_{th} = -C_0^{-1}Q_{0t} + \Phi_{ms} + 2\Phi_B + C_0^{-1}Q_{0s} (\Phi_s = 2\Phi_B) + C_0^{-1}qN_{it} (\Phi_s = 2\Phi_B), \quad (1)$$

где C_0 — емкость окисла, Φ_{ms} — контактная разность потенциалов МОП структуры, Q_{0s} — заряд обедненной области полупроводника, qN_{it} — заряд на ПС для $\Phi_s = 2\Phi_B$:

$$N_{it} = q \int_{\Phi_{s0}}^{2\Phi_B} D_{it} d\Phi_s, \quad (2)$$

где Φ_{s0} — поверхностный потенциал, которому соответствует граница между ПС донорного и акцепторного типа. Обычно $\Phi_{s0} \approx \Phi_B$. Далее, под внешним воздействием на МОПТ будем для определенности иметь в виду ионизирующее излучение. Рассмотрим выражение (1) до и после воздействия ИИ и вычтем одно из другого

$$\Delta V_{th}(D, T) \equiv V_{th}(D, T) - V_{th}^0(T) = -C_0^{-1}\Delta Q_{0t} + C_0^{-1}q\Delta N_{it} (\Phi_s = 2\Phi_B). \quad (3)$$

Теперь рассмотрим (3) для различных температур. Поскольку $\Delta Q_{0t}(D)$ не зависит от температуры, при которой снимается ВАХ, то из (2) и (3) можно легко получить соотношение

$$\overline{\Delta D}_{it} (\Phi_s = 2\Phi_B D) = \frac{[\Delta V_{th}(D, T_1) - \Delta V_{th}(D, T_2)] C_0}{[\Phi_B(T_1) - \Phi_B(T_2)] q^2}. \quad (4)$$

Соотношение (4) определяет среднее от дифференциальной плотности ПС $\Delta D_{it}(\Phi_s)$ по интервалу $(2\Phi_B(T_1), 2\Phi_B(T_2))$. В том случае, когда $\Delta D_{it} = \text{const}(\Phi_s)$ в рассматриваемом интервале, (4) непосредственно дает величину дифференциальной плотности ПС. Формально можно было бы в (4) перейти к пределу $T_1 \rightarrow T_2$, и тогда в (4) вместо разностей величин ΔV_{th} и Φ_B фигурировали бы соответствующие производные по температуре, а сама формула определяла бы значение ΔD_{it} в точке $2\Phi_B(T)$. Однако практически такое дифференциальное соотношение имеет меньшую точность, чем (4), вследствие ошибок, возникающих при определении величины $d\Delta V_{th}/dT$, и предпочтительнее пользоваться формулой (4). Итак, предлагаемая методика измерения ΔD_{it} сводится к следующему.

1. Измеряют ВАХ МОПТ $I_d - V_g$ при фиксированном V_D для разных температур в линейной области зависимости тока стока от напряжения затвора до и после облучения ИИ.

2. Экстраполяцией к нулевым значениям токов находят значения $V_{th}(T)$ для разных температур.

3. С помощью формулы (4) находят $\overline{\Delta D}_{it} [D, \Phi_s = 2\Phi_B(T)]$. Интервал значений Φ_s , для которого можно определить ΔD_{it} предлагаемым способом, зависит только от интервала температур, в котором определены V_{th} , и от уровня легирования N_A . Например, если измерения V_{th} проводятся в интервале температур 80—400 К, то при $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ можно определить ΔD_{it} в интервале $E_g/2 + 0.2 \div E_g/2 + 0.5$ эВ (для n -канального транзистора).

Используя далее формулу $\Delta N_{it} = q \int_{\Phi_B} \Delta D_{it} d\Phi_s = q \overline{\Delta D}_{it} \Phi_B$, мы можем оценить интегральную плотность ПС, встроенных при облучении. Поскольку наблюдаемый сдвиг $\Delta V_{th}(D, T)$ обусловлен как изменением заряда в окисле, так и изменением заряда на ПС при облучении, используя соотношение $\Delta V_{th}(D, T) = \Delta V_{0t}(D) + \Delta V_{it}(T, D)$, где $\Delta V_{it} = q\Delta N_{it}/C_0$, $\Delta V_{0t} = \Delta N_{0t}q/C_0$ [8], по известным из эксперимента величинам $\Delta V_{th}(D, T)$ и по вычисленным ΔN_{it} мы можем оценить $\Delta Q_{0t} = q\Delta N_{0t}$ — изменение заряда в окисле при облучении.

В заключение сформулируем те преимущества, которыми обладает, на наш взгляд, предлагаемая методика.

1. Методика может быть приложена как к n -, так и к p -канальным транзисторам.

2. Она достаточно проста технически — требуются только статические ток-затворные характеристики транзистора в триодном режиме при различных температурах.

3. Она может быть использована в ситуации, когда не пригодны методики, связанные с подпороговым участком ВАХ [4, 8], например вследствие неэкспоненциальности подпорогового участка или из-за наличия пространственных неоднородностей заряда в окисле.

4. Методика имеет простое физическое обоснование. Идейно она близка к известному методу Грея—Брауна для определения D_{it} . Однако метод Грея—Брауна является емкостным (измеряются высокочастотные $C-V$ -кривые), и, кроме того, для получения достоверной информации требуется, чтобы емкость измерялась на достаточно высокой частоте (~ 200 МГц), что весьма сложно технически [2].

Список литературы

- [1] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [2] Nicollan E. H., Brews J. R. MOS Physics and Technology / Ed. by N. W. Willey. N. Y., 1982. 906 p.
- [3] Groeseneken G., Maes H. E., Beltran N., De Keersmaecker R. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1984. V. ED-31. P. 42.
- [4] Benedetto J. M., Boesch H. E., Jr. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V. NS-31. P. 1461.
- [5] Gaitan M., Russell T. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V. NS-31. P. 1256.
- [6] Freitag R. K., Dosier C. M., Brown D. B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34. P. 1172—1177.
- [7] Saks N. S., Anaconda M. G. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34. P. 1348—1354.
- [8] McWhorter P. J., Winokur P. S. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 133—134.

Получено 30.08.1989

Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ОСОБЕННОСТИ ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЯ γ -ОБЛУЧЕННОГО n -Ge ПРИ ПОДСВЕТКЕ

Федосов А. В., Букало В. Р., Ящинский Л. В.

Наличие слоистых периодических неоднородностей (СПН) в полупроводниковых кристаллах приводит при исследовании явлений переноса к появлению в определенных условиях ряда специфических эффектов [1-4]. Особый интерес представляет изучение возможностей управления влиянием СПН на кинетические эффекты. Одной из таких возможностей является использование γ -облучения с последующим воздействием освещения.

Обычно распределение легирующей примеси в слоях кристалла характеризуется малой величиной разности максимальной и минимальной концентраций примеси по сравнению со средним значением [2]. В этом случае будут незначительными и влияния неоднородностей на физические свойства кристаллов [2, 3]. Однако надлежащим образом дозированное γ -облучение приводит к появлению дополнительных концентрационных неоднородностей, обусловленных перераспределением дефектов между слоями. Подбор дозы должен быть таким, чтобы компенсация была значительной в слоях с минимальной концентрацией примеси, но оставалась слабой в слоях с повышенным содержанием примеси. Измерения продольного пьезосопротивления и эффекта Холла показали, что для n -Ge с исходной концентрацией примеси $2.6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ такая доза облучения составляет $1.1 \cdot 10^{17}$ кв/см² [5].