

# Фотоемкостной эффект в монополярном металл–диэлектрик–полупроводник конденсаторе при низких температурах

© Н.А. Пенин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 117924 Москва, Россия

(Получена 13 октября 1999 г. Принята к печати 16 ноября 1999 г.)

Теоретически исследован фотоемкостной эффект в монополярном МДП конденсаторе при оптической ионизации примесных атомов в полупроводниковом электроде при низких температурах. Выведены аналитические выражения для характеристик емкость–напряжение и фотоемкость–напряжение для МДП конденсатора с электродом из полупроводника *p*-типа. Показано, что зависимость фотоемкостной чувствительности от напряжения смещения имеет вид относительно узкого пика, величина и положение которого на оси напряжений зависит от концентрации донорной примеси. Представлены емкостные и фотоемкостные характеристики для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием.

## Введение

Фотоемкостный эффект (ФЕЭ) в металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) конденсаторах наблюдался в ряде работ [1–8] при фотовозбуждении в собственной полосе поглощения полупроводника и при достаточно высоких температурах, при которых легирующие примесные атомы практически полностью ионизированы. При этих условиях изменение емкости МДП конденсатора возникает в основном вследствие изменения концентрации носителей заряда обоих знаков, т.е. в биполярном режиме.

При фотовозбуждении в примесной полосе поглощения ФЕЭ в МДП конденсаторе может возникать при низкой температуре в результате изменения концентраций ионизированных атомов примеси и свободных носителей заряда одного знака, т.е. в монополярном режиме.

В настоящей работе теоретически исследован ФЕЭ в монополярном МДП конденсаторе при низких температурах, при которых легирующие примесные атомы находятся в основном в неионизированном состоянии, и при напряжениях смещения на барьере порядка потенциала ионизации примесных атомов, т.е. вблизи режима плоских зон. Рассмотрена зависимость емкости и фотоемкостной чувствительности МДП конденсатора от величины и знака напряжения смещения концентрации компенсирующей примеси и температуры.

## Вычисление емкости МДП конденсатора

Рассмотрим одномерную модель МДП конденсатора, у которого одним из электродов является примесный полупроводник с монополярной проводимостью (рис. 1). Напряжение, приложенное к структуре, индуцирует в полупроводнике заряд  $Q(\varphi_0)$  приходящийся на единицу площади конденсатора. При этом поверхность полупроводника приобретает потенциал  $\varphi_0$ . Предполагается, что на границе диэлектрика с полупроводником поверхностные заряды отсутствуют. Индуцированный в полупровод-

нике заряд связан с потенциалом  $\varphi_0$  соотношением

$$Q^2(\varphi_0) = \frac{\varepsilon}{2\pi} \int_{\varphi_0}^0 \rho(\varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где  $\rho(\varphi)$  — плотность пространственного заряда [9].

По определению, дифференциальная стационарная барьерная емкость в полупроводнике

$$C_b = -\frac{dQ(\varphi_0)}{d\varphi_0}. \quad (2)$$

Дифференцируя уравнение (1) и подставляя в (2), получим общее определение барьерной емкости

$$C_b = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\rho(\varphi_0)}{Q(\varphi_0)}. \quad (3)$$

Воспользуемся соотношением (1)–(3) для вычисления барьерной емкости в полупроводнике *p*-типа, легированного акцепторной примесью с энергией ионизации  $E_i$  и частично компенсированного донорной примесью с мелким энергетическим уровнем. Будем полагать, что

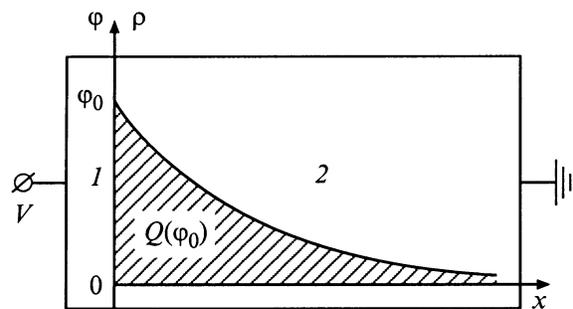


Рис. 1. Схема МДП конденсатора.  $V$  — напряжение смещения,  $\varphi_0$  — потенциал поверхности полупроводника,  $Q(\varphi_0)$  — индуцированный заряд в полупроводнике. 1 — диэлектрик, 2 — полупроводник.

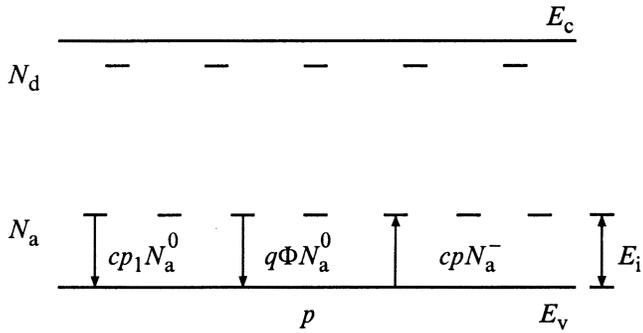


Рис. 2. Схема энергетических уровней и дырочных переходов.

концентрация неосновных носителей заряда — электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией дырок. Пусть \$N\_a\$ и \$N\_d\$ — концентрация акцепторов и доноров соответственно. Примем далее, что примеси распределены в среднем равномерно.

Схема энергетических уровней и дырочных переходов изображена на рис. 2. Здесь \$c\$ — коэффициент захвата дырки ионом индия, \$q\$ — сечение фотоионизации атома индия, \$\phi\$ — плотность потока фотонов, \$p\_1 = (N\_v/g) \exp(-E\_i/kT)\$ — шокли-ридовская концентрация, \$g\$ — фактор вырождения акцепторной примеси.

В отсутствие электрического поля концентрации дырок \$p\$, ионизированных акцепторов \$N\_a^-\$ и нейтральных атомов \$N\_a^0\$ в стационарном режиме при заданной температуре и интенсивности излучения определяются системой уравнений:

$$\begin{aligned} cp_1N_a^0 + q\phi N_a^0 &= cpN_a^-, \\ p + N_d &= N_a^-, \\ N_a^0 + N_a^- &= N_a \end{aligned} \quad (4)$$

и выражаются формулами

$$p = \frac{1}{2} \left( (N_d + p_1^*)^2 + 4(N_a - N_d)p_1^* \right)^{1/2} - (N_d + p_1^*), \quad (5)$$

$$N_a^- = N_a p_1^* / (p_1^* + p), \quad N_a^0 = N_a p / (p_1^* + p), \quad (6)$$

где \$p\_1^\* = p\_1 + q\phi/c\$.

При наличии электрического поля в полупроводнике возникает пространственный заряд плотностью

$$\rho(\varphi) = e [p(\varphi) + N_d - N_a^-(\varphi)]. \quad (7)$$

Примем, что концентрация дырок \$p\$ в точке с потенциалом \$\varphi\$ определяется соотношением Больцмана

$$p(\varphi) = p_0 \exp(-\alpha\varphi), \quad (8)$$

где \$p\_0\$ — концентрация дырок при \$\varphi = 0\$, \$\alpha = e/kT\$. Тогда плотность пространственного заряда

$$\rho(\varphi) = e \left[ p_0 \exp(-\alpha\varphi) + N_d - N_a \frac{p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)} \right]. \quad (9)$$

Подставляя \$\rho(\varphi\_0)\$ в уравнение (1) и интегрируя, получим для индуцированного заряда выражение

$$\begin{aligned} Q^2(\varphi_0) &= \frac{\varepsilon kT}{2\pi} \left[ N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)}{p_1^* + p_0} \right. \\ &\quad \left. + (N_a + N_d)\alpha\varphi_0 + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0) - p_0 \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Далее, подставляя \$\rho(\varphi\_0)\$ и \$Q(\varphi\_0)\$ в (3), получим аналитическое выражение для барьерной емкости \$C\_b(\varphi\_0)\$ и ее зависимости от потенциала \$\varphi\_0\$, температуры \$T\$ и интенсивности фотовозбуждения \$\phi\$.

Однако емкость конденсатора \$C\_c\$ образована последовательным соединением емкости диэлектрического слоя \$C\_d\$ и барьерной емкости \$C\_b\$, так что

$$C_c = \frac{C_d C_b}{C_d + C_b}. \quad (11)$$

При этом напряжение, приложенное к конденсатору, является суммой напряжений на диэлектрическом слое \$U\_d\$ и напряжения на барьере \$\varphi\_0\$:

$$V = U_d + \varphi_0, \quad (12)$$

где \$U\_d = Q(\varphi\_0)/C\_d\$. Выражения (11) и (12) составляют параметрическое представление зависимости емкости \$C\_c\$ от напряжения смещения \$V\$ с параметром \$\varphi\_0\$. Здесь предполагается, что \$C\_d\$ не зависит от \$U\_d\$, температуры и излучения.

### Фотоемкостной эффект

Определим фотоемкостной эффект как отношение изменения емкости конденсатора \$dC\_c\$ к изменению интенсивности излучения \$dI\$, вызывающего ионизацию примесных атомов

$$S_c = \frac{dC_c}{dI} = \frac{dC_c}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{dI} = \frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dC_c}{d\phi}, \quad (13)$$

где \$I = h\nu\phi\$ — интенсивность излучения. Учитывая (11), для фотоемкостной чувствительности при постоянном напряжении получим

$$S_c = \frac{1}{h\nu} \frac{C_d^2}{(C_d + C_b)^2} \frac{dC_b}{d\phi}, \quad (14)$$

где

$$\frac{dC_b}{d\phi} = \frac{\varepsilon}{4\pi Q} \left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\phi} - \frac{1}{Q} \frac{dQ}{d\phi} \right). \quad (15)$$

Более детальные формулы, упрощающие вычисления, приведены в Приложении.

Численные расчеты емкостных и фотоемкостных характеристик были выполнены для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием и частично компенсированного донорной примесью с мелким энергетическим уровнем. Для вычислений были

приняты следующие параметры. Емкость диэлектрического слоя  $C_d = 100 \text{ нФ/см}^2$ , что соответствует толщине слоя  $\text{SiO}_2$  примерно 35 нм. Концентрация индия в кремнии  $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Энергия ионизации атома индия в кремнии  $E_1 = 160 \text{ мэВ}$ . Коэффициент захвата дырки ионом индия  $c = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ , сечение фотоионизации атома индия в кремнии излучением с  $\lambda = 4 \text{ мкм}$   $q = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Фактор вырождения акцепторного уровня индия  $g = 6$ .

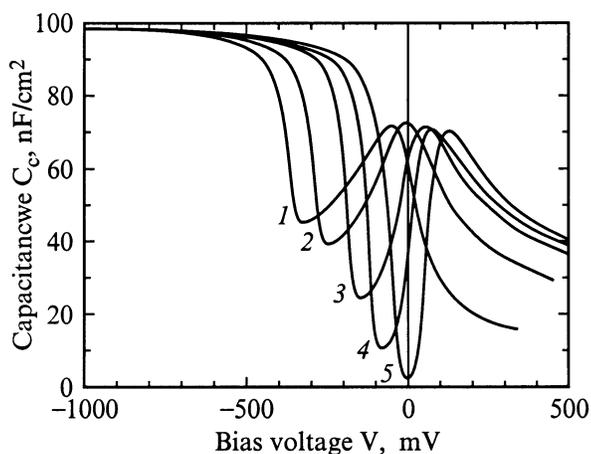
Далее варьировались: концентрация компенсирующей примеси  $N_d$ , температура  $T$  и интенсивность излучения  $I$ .

## Обсуждение

**$C$ – $V$ -характеристики в отсутствие фотовозбуждения.** Семейство  $C$ – $V$ -характеристик, вычисленных для  $T = 70 \text{ К}$  и разных значений концентрации компенсирующей примеси  $N_d$  в качестве параметра, представлены на рис. 3. Здесь можно отметить несколько особенностей.

а. Наличие максимума  $C_c$ , величина которого почти не зависит от  $N_d$ . При уменьшении  $N_d$  положение максимума на оси напряжений смещается в сторону положительных (обедняющих) напряжений. В частности, при  $N_d = N_a/2$  максимум располагается при  $V = \varphi_0 = 0$ . При дальнейшем уменьшении  $N_d$  максимум  $C_c$  смещается в область положительных напряжений. В этом случае с увеличением положительного напряжения вначале емкость увеличивается, достигает максимума и только затем уменьшается. При  $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$   $C$ – $V$ -характеристика становится аналогичной  $C$ – $V$ -характеристике барьера Шоттки при обратных напряжениях.

При заданной температуре максимальная величина емкости  $C_{c \text{ max}}$  слабо зависит от концентрации компенсирующей примеси. Поэтому величину  $C_{c \text{ max}}$  можно оценить по величине  $C_{c \text{ max}}$  при  $N_d = N_a/2$ . Так как в этом случае максимум емкости располагается при  $V = \varphi_0 = 0$ ,



**Рис. 3.**  $C$ – $V$ -характеристики МДП конденсатора для  $N_d = 9 \cdot 10^{15}$  (1),  $5 \cdot 10^{15}$  (2),  $1 \cdot 10^{15}$  (3),  $1 \cdot 10^{14}$  (4),  $0.0$  (5)  $\text{см}^{-3}$ .  $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $T = 70 \text{ К}$ .

барьерная емкость  $C_b$  определяется дебаевской длиной экранирования  $L_{db}$ . При низкой температуре, при которой  $p_1 \ll N_d$  длина экранирования

$$L_{db}^2 = \frac{\varepsilon k T}{4\pi e^2 N_d (N_a - N_d)}. \quad (16)$$

Поэтому при  $N_d = N_a/2$  получим  $L_{db}^2 = \varepsilon k T / \pi e^2 N_a$  и соответственно

$$C_{b \text{ max}} = \frac{\varepsilon}{4\pi L_{db}} = \frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon e^2 N_a}{\pi k T} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Подставляя  $C_{c \text{ max}}$  при  $V = 0$  и  $C_d$  в (11), получим величину  $C_{b \text{ max}}$ . Из этого следует, что по известным величинам  $C_{c \text{ max}}$  и  $C_d$  может быть оценена концентрация основной легирующей примеси независимо от концентрации  $N_d$ .

б. Наличие относительно широкого минимума  $C_c$  при отрицательном (обогащающем) напряжении смещения. Значение  $C_c$  в минимуме и положение минимума емкости на оси напряжений зависит от концентрации  $N_d$ . С уменьшением  $N_d$  минимум  $C_c$  углубляется и смещается в сторону положительных значений напряжения. В частности, при  $N_d = 0$  минимум располагается точно при  $V = \varphi_0 = 0$ . При  $N_d > 0$  с увеличением отрицательного напряжения сначала емкость уменьшается, достигает минимума и затем резко увеличивается, так что емкость конденсатора становится ограниченной емкостью диэлектрического слоя.

В области напряжений, где емкость достигает минимума, плотность пространственного заряда определяется в основном концентрацией компенсирующей примеси.

**$C$ – $V$ -характеристики при фотовозбуждении.** На рис. 4 и 5 изображены семейства  $C$ – $V$ -характеристик при фотовозбуждении излучением разной интенсивности, вычисленные для двух наиболее характерных значений концентрации компенсирующей примеси  $N_d = 0$  и  $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 60 \text{ К}$ .

На рис. 4 можно видеть, что при  $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  с увеличением интенсивности излучения  $I$  левая ветвь  $C$ – $V$ -характеристики смещается в сторону положительных напряжений, так что излучение заданной интенсивности вызывает увеличение емкости в относительно узком интервале напряжений смещения. В то же время в правой ветви  $C$ – $V$ -характеристики, т.е. при положительном напряжении смещения, влияние излучения на емкость отсутствует, так как при заданной концентрации  $N_d$  в этой области напряжений  $N_a^0 \ll N_a$ .

На рис. 5, где изображено аналогичное семейство  $C$ – $V$ -характеристик для  $N_d = 0$ , видно, что излучение вызывает изменение скорости  $C_c$  во всем рассмотренном интервале изменения напряжения. При  $V < V_{\text{max}}$  и соответственно при  $\varphi_0 < \varphi_{\text{max}}$  увеличение интенсивности фотовозбуждения вызывает увеличение емкости  $C_c$ , тогда как при  $V > V_{\text{max}}$  и  $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$  увеличение  $I$  вызывает уменьшение емкости. Это обусловлено тем, что при

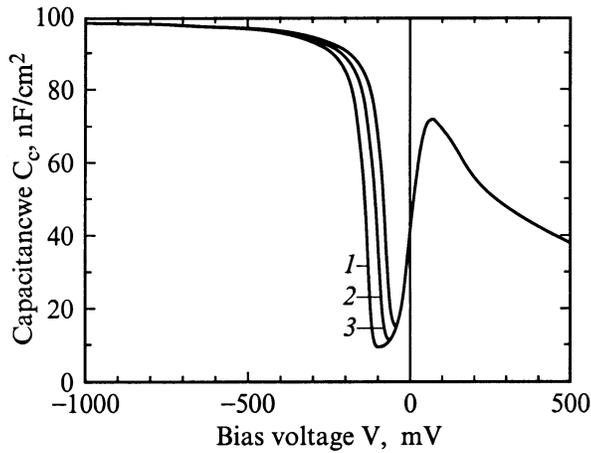


Рис. 4.  $C-V$ -характеристики для  $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $I = 0$  (1),  $1 \cdot 10^{-2}$  (2),  $1 \cdot 10^{-1}$  (3) Вт/см<sup>2</sup>.  $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $T = 60 \text{ K}$ .

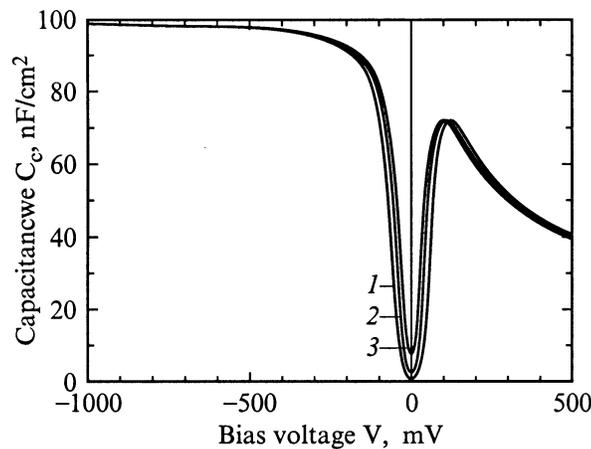


Рис. 5.  $C-V$ -характеристики для  $N_d = 0$  и  $I = 0$  (1),  $1 \cdot 10^{-3}$  (2),  $1 \cdot 10^{-1}$  (3) Вт/см<sup>2</sup>.  $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $T = 60 \text{ K}$ .

положительном напряжении, при котором  $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$ , примесные атомы  $N_a$  в барьере практически полностью ионизированы. Поэтому излучение вызовет ионизацию нейтральных атомов  $N_a^0$  за пределами барьерного слоя, что и приводит к расширению барьера и уменьшению емкости конденсатора.

**Фотоемкостная чувствительность.** Зависимость фотоемкостной чувствительности  $S_c$  от напряжения смещения, вычисленные для разных значений  $N_d$  и температуры  $T = 70 \text{ K}$ , показаны на рис. 6. Здесь можно видеть, что фотоемкостная чувствительность проявляется в виде относительно острого пика, положение которого на оси напряжений зависит от концентрации компенсирующей примеси. Максимальная величина  $S_c$  проявляется в области значений  $N_d = (1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ . При дальнейшем уменьшении  $N_d$  максимум  $S_c$  при отрицательных напряжениях уменьшается и появляется максимум

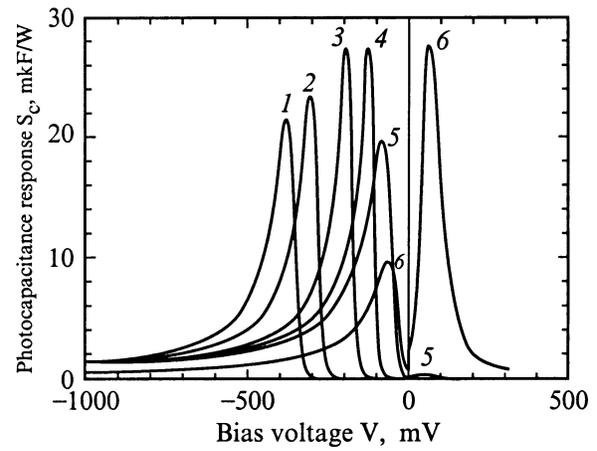


Рис. 6.  $S_c-V$ -характеристики МДП конденсатора для  $N_d = 9 \cdot 10^{15}$  (1),  $5 \cdot 10^{15}$  (2),  $1 \cdot 10^{15}$  (3),  $1 \cdot 10^{14}$  (4),  $1 \cdot 10^{12}$  (5), 0 (6) см<sup>-3</sup>.  $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $T = 60 \text{ K}$ .

$S_c$  при относительно небольшом положительном напряжении. При этом в случае  $N_d = 0$  величина  $S_c$  при положительном напряжении практически равна максимальной величине  $S_c$  при отрицательных напряжениях. Кривые зависимости  $S_c$  от напряжения смещения имеют резко несимметричный вид. Медленное понижение левой ветви кривой обусловлено влиянием падения части напряжения на диэлектрическом слое.

## Заключение

Выведены аналитические выражения для емкости и фотоемкостной чувствительности монополярного МДП конденсатора с электродом из полупроводника, легированного акцепторной примесью с глубоким энергетическим уровнем. Показано, что  $C-V$ -характеристики монополярного МДП конденсатора при низких температурах, при которых примесные атомы в полупроводниковом электроде слабо ионизированы, приобретают немонотонный характер. Так при низкой степени компенсации донорной примесью  $K \ll 1$  возникает максимум емкости при обедняющих напряжениях смещения. Тогда как при высокой степени компенсации  $1 - K \ll 1$  возникает минимум емкости при обогащающих напряжениях. Показано, что фотоемкостная чувствительность монополярного конденсатора при низких температурах проявляется в виде относительно острого пика, величина и положение которого на оси напряжений смещения зависят от концентрации компенсирующей примеси. Приведены емкостные и фотоемкостные характеристики для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием.

Монополярный МДП конденсатор с электродом из кремния, легированного индием, может быть использован как фотодетектор модулированного инфракрасного излучения, чувствительный в ограниченной области

изменения напряжения смещения ("селективность" по напряжению смещения).

Работа выполнена при поддержке Российских научно-технических программ "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 97-1050) и "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники", а также РФФИ (№ 99-02-16675).

### Приложение

**Вычисление фотоемкостной чувствительности МДП конденсатора.** С целью упрощения вычислений  $S_c$  преобразуем формулу (15). Для этого введем обозначения

$$F_1 = p_0 \exp(-\alpha\varphi) + N_d - N_a \frac{p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)},$$

$$F_2 = N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)}{p_1^* + p_0} + (N_a - N_d)\alpha\varphi + p_0[\exp(-\alpha\varphi) - 1].$$

Тогда

$$\rho(\varphi) = eF_1, \quad Q^2(\varphi) = \frac{\varepsilon kT}{2\pi} F_2.$$

В этих обозначениях

$$C_b = e \left( \frac{\varepsilon}{8\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{F_1}{\sqrt{F_2}},$$

$$\frac{dC_b}{d\phi} = \frac{C_b}{2} \left( 2 \frac{1}{F_1} \frac{dF_1}{d\phi} - \frac{1}{F_1} \frac{dF_2}{d\phi} \right),$$

где

$$\frac{dF_1}{d\phi} = \frac{q}{c} \exp(-\alpha\varphi) \left[ S_p - N_a \frac{p_0 - p_1^* S_p}{[p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)]^2} \right],$$

$$\frac{dF_2}{d\phi} = \frac{q}{c} [\exp(-\alpha\varphi) - 1] \times \left[ S_p - N_a \frac{p_0 - p_1^* S_p}{[p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)](p_1^* + p_0)} \right],$$

$$S_p = \frac{N_a - N_d - p_0}{2p_0 + N_d + p_1^*}.$$

### Список литературы

- [1] R.F. Pierret, S.T. Sah. Sol. St. Electr., **13**, 269, 289 (1970).
- [2] A.V. Sachenko, V.A. Zuev, V.G. Litovchenko, P. Peikov. Phys. St. Sol. (a), **21**, 345 (1974).
- [3] Н.Ф. Ковтонюк. ФТП, **9**, 2386 (1975).
- [4] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978) гл. 6. с. 167.
- [5] A. Sher, Y.H. Tsuo, John A. Moriatry, W.E. Miller, R.K. Grouch. J. Appl. Phys., **51**, 2137 (1980).
- [6] А.А. Лебедев, Н.А. Соболев, В. Экке. ФТП, **15**, 1438 (1981).

- [7] В.А. Зуев, В.Г. Попов. *Фотоэлектрические МДП приборы* (М., Радио и связь, 1983) гл. 4, с. 89.
- [8] Н.Ф. Ковтонюк, Е.Н. Сальников. *Фоточувствительные МДП приборы для преобразования изображений* (М., Радио и связь, 1990) гл. 1, с. 8.
- [9] Н.А. Пенин. ФТП, **17**, 431 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

### Photocapacitance effect in monopolar metal-insulator-semiconductor capacitor at low temperatures

N.A. Penin

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
117924 Moscow, Russia

**Abstract** The photocapacitance effect in a monopolar MIS capacitor arising due to optical ionization of impurity atoms at low temperatures has been studied theoretically. Analytic expressions were derived for capacitance-voltage and photocapacitance-voltage characteristics of a MIS capacitor with a  $p$ -type semiconductor electrode. It is shown that the photocapacitance response dependence on the bias voltage has a relatively narrow peak. The peak amplitude and its position on the bias voltage axis depends on the donor impurity concentration. Calculated capacitance and photocapacitance characteristics are presented for a MIS capacitor with an indium doped silicon electrode.