

©1995 г.

ФОТОЭФФЕКТ В ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ p^+ - n -СТРУКТУРЕ С n -ОБЛАСТЬЮ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ И КОНТАКТОМ ТУННЕЛЬНЫЙ ОКИСЕЛ-МЕТАЛЛ

М.Г.Барышев, Б.С.Муравский, В.Н.Черный, И.Л.Яманов

Кубанский государственный университет, Краснодар
(Получена 2 февраля 1994 г. Принята к печати 5 июля 1994 г.)

Исследовано влияние света на частоту колебаний, возникавших за счет явления поверхностно-барьерной неустойчивости тока в кремниевой эпитаксиальной p^+ - n -структуре с переменной толщиной n -области и контактом металл-туннельный окисел-полупроводник, при локальном освещении n -области лучом лазера. Установлено, что при определенном положении светового пятна на поверхности n -области частота колебаний достигает максимального значения. Показано, что эффект возникает в том случае, когда глубина поглощения света совпадает с глубиной залегания p^+ - n -перехода.

Существенная особенность токопрохождения через контакты металл-туннельно-прозрачный окисел-полупроводник (МТОП) состоит в легко достижимом нарушении баланса потоков носителей к поверхности полупроводника и от нее. Если контакт МТОП создается на n -области эпитаксиальной p^+ - n -структуры с толщиной n -области меньше диффузионной длины неосновных носителей и к нему прикладывается обратное напряжение, то в результате экстракции контактом дырок происходит нарушение равновесных потоков не только между металлом и полупроводником, но и между p^+ - и n -областями структуры. Для восстановления баланса носителей n -область структуры заполняется избыточными дырками, а на p^+ - n -переходе возникает обратное смещение U_{p-n} (плавающий потенциал), причем концентрация дырок в n -области может превышать концентрацию электронов, и отрицательный заряд на поверхностных состояниях контакта МТОП компенсируется в основном избыточными дырками, аккумуляруемыми под контактом, а не ионизованными донорами.

В результате такого перераспределения зарядов в p^+ - n -структуре с контактом МТОП легко возбуждается поверхностно-барьерная неустойчивость тока (ПБНТ) [1], проявляющаяся в возникновении импульсных колебаний тока через структуру, причем пороговое напряжение возникновения колебаний и частота следования импульсов сильно зависят от избыточной концентрации дырок в n -области [1,2]. В связи

с этим процесс возбуждения импульсных колебаний и управления частотой следования импульсов может эффективно осуществляться посредством генерации неравновесных носителей в структуре за счет внутреннего фотоэффекта.

В настоящем сообщении рассматриваются особенности фотоэффекта в эпитаксиальной $p^+ - n$ -структуре с контактом МТОП и n -областью переменной толщины.

Методика и экспериментальные результаты

Исследовались кремниевые $p^+ - n$ -структуры с эпитаксиальным n -слоем толщиной 15 мкм (с удельным сопротивлением $\rho = 4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), выращенным на p -подложке ($\rho = 0.03 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), причем n -слою структуры придавался вид клина так, что по всей длине образца (15 мм) слой равномерно сошлифовывался до p^+ -подложки. К n - и p^+ -областям образца создавались омические контакты, а на клиновидной n -области равномерно через 2 мм по методике, описанной в [2], контакты МТОП.

Образец включается в цепь источника постоянного напряжения таким образом, чтобы в каждом из контактов МТОП могли наблюдаться колебания, возникающие за счет эффекта ПБНТ. Образец помещался на предметном столике, позволяющем перемещать его в горизонтальной плоскости с точностью до 0.2 мм под лучом гелий-неонового лазера ЛПН-208 Б (длина волны — $\lambda = 0.68 \text{ мкм}$, мощность излучения — $P = 0.3 \text{ мВт}$). При этом осуществлялась засветка пятном луча лазера диаметром 0.5 мм клиновидной n -области образца. Схема измерительной установки приведена на рис. 1.

При различных напряжениях на одном из контактов МТОП с помощью осциллографа, подключенного к сопротивлению нагрузки R_n , снималась зависимость частоты колебаний тока f , возникающих за счет ПБНТ, от координаты x светового пятна на поверхности n -области образца, причем величина напряжения на каждом исследуемом контакте выбиралась такой, чтобы в отсутствие засветки образца

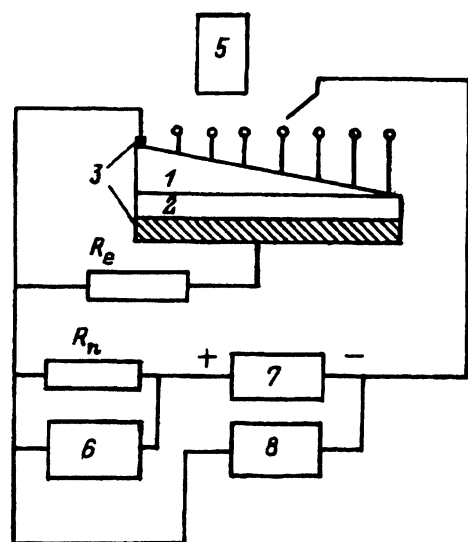


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 — n -область, 2 — p^+ -область, 3 — омические контакты, 4 — контакты МТОП, 5 — лазер ЛПН-208Б, 6 — осциллограф ЕО-213, 7 — источник напряжения Б5-30, 8 — вольтметр В7-27АМ.

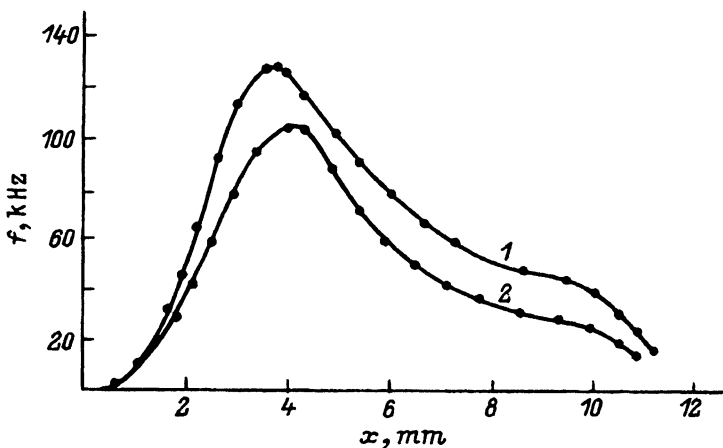


Рис. 2. Типичные зависимости $f(x)$. Напряжение на p - n -переходе U_{p-n} , В: 1 — 0.5, 2 — 0.8.

колебания не возникали. Зависимости $f(x)$ снимались несколько (не менее 3-х) раз поочередно для каждого контакта МТОП при движении пятна вдоль клиновидной n -области по различным траекториям.

Типичная зависимость частоты колебаний, возникающих в контактах МТОП, от положения пятна x приведена на рис. 2 (отсчет x проводился от точек клина, где толщина n -слоя равна нулю).

Как видим, при засветке p -области колебания не возникают, далее с некоторого значения координаты $x = x_0$ возникают колебания, а частота их с ростом x резко возрастает, достигая максимального значения при некотором значении $x = x_{n_0}$, и далее с ростом x происходит более плавный спад частоты колебаний.

Такая закономерность наблюдалась для всех исследуемых контактов МТОП, независимо от их расположения на поверхности клина, причем с увеличением прикладываемого к контакту напряжения частота смещалась в сторону более толстой части клина (рис. 2).

Обсуждение результатов

Как следует из результатов исследования, приведенных в [2] и кратко рассмотренных выше, частота следования импульсов колебаний, возникающих при ПБНТ, определяется временем накопления дырок в n -слое и, соответственно, в приповерхностной области под контактом МТОП. Скорость накопления дырок в n -области эффективно управляется током через p^+ - n -переход. Причем, при оборванной, не подключенной к источнику, или замкнутой на n -область через резистор R_e p^+ -области незначительное (порядка нескольких мкА) изменение тока приводит к резкому увеличению накопления дырок в n -слое, так как потоки дырок из n -области в p^+ -область и из p^+ -области в n -область должны быть уравновешены.

Поскольку при обратном смещении на контакте МТОП p^+ -область приобретает отрицательный потенциал, избыточный ток через p^+ - n -переход можно записать в виде

$$J = J_1 - J_2 = J_1 - e(p+n)l/\tau, \quad (1)$$

где J_1 — фототок, возникающий за счет освещения, J_2 — ток потерь за счет рекомбинации, e — элементарный заряд, p , n — концентрации дырок и электронов, l — глубина поглощения излучения, τ — время жизни избыточных носителей.

Учитывая малый уровень возбуждения, τ можно представить в виде [3]

$$\tau = \frac{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)}{n_0 + p_0}, \quad (2)$$

где τ_{p0} — время жизни дырок в n -области, τ_{n0} — время жизни электронов в p -области, $n_0 = p_0$ — собственные концентрации.

Из выражения (2) следует, что при $n_0 = p_0 \equiv n_i$ τ принимает максимальное значение

$$\tau_m = \frac{\tau_{p0}n_1 + \tau_{n0}p_1}{2n_i}. \quad (3)$$

Учитывая, что при измерениях J_1 оставался постоянным, а глубина поглощения существенно не изменяется при перемещении светового пятна по образцу, на основе соотношений (1)–(3) можно сделать вывод, что J , а следовательно, и f достигает максимального значения в том случае, когда максимальное поглощение приходится на границу раздела p^+ - и n -областей $p^+ - n$ -перехода (i -область).

Этот вывод находится в достаточно хорошем согласии с результатами эксперимента. Как следует из приведенного анализа, глубину залегания $p - n$ -перехода можно рассчитать по соотношению

$$l = x_m \operatorname{tg} \alpha + d/2, \quad (4)$$

где d — ширина области пространственного заряда $p^+ - n$ -перехода, находящегося при обратном смещении U_{p-n} . Величина d определялась по барьерной емкости. При площади омического контакта к n -области $2.4 \cdot 10^{-2}$ см² барьерные емкости для контактов 1 и 2 (рис. 2) равны соответственно $C_1 = 18$ пФ и $C_2 = 19$ пФ, а размеры области пространственного заряда $d_1 = 1.27 \cdot 10^{-3}$ см, $d_2 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ см. Расчет по соотношению (4) дает значения $l_1 = 3.36 \cdot 10^{-3}$ см, $l_2 = 3 \cdot 10^{-3}$ см, что с точностью до 5 % совпадает с данными, приведенными в монографии [4].

С ростом обратного напряжения область пространственного заряда $p^+ - n$ -перехода расширяется, максимум поглощения, а также значение x_m , соответствующее максимальной частоте колебаний, смещается в сторону большей толщины клина.

При $x = 0$ поглощение излучения происходит в p^+ -области, τ мало, ток J_2 уравнивает ток J_1 , накопления носителей в n -области под воздействием излучения не происходит и колебания не возникают. Поскольку n -область легирована более слабо, чем p^+ -область, при $x > x_m$ изменение частоты колебаний до полного их срыва при перемещении луча лазера происходит более плавно.

Список литературы

- [1] Б.С. Муравский, В.И. Кузнецов, Т.И. Фризен, В.Н. Черный. ФТП, **6**, 2114 (1972).
- [2] Б.С. Муравский, В.Н. Черный, И.Л. Яманов, А.Н. Потапов, М.А. Жужа. Микроэлектрон., **18**, 304 (1989).
- [3] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., 1965).
- [4] С.Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1984) т. 1.

Редактор Л.В. Шаронова

Photoeffect in an epitaxial p - n structure having an n -region of different thickness and the tunneling oxide-metal contact

M.G. Baryshev, B.S. Muravsky, V.N. Cherny, I.L. Yamanov

Kuban State University, Russia
