

ФОТОЕМКОСТНОЙ ЭФФЕКТ НА ЗАПЕРТЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Мармур И. Я., Новиков Ю. Б., Оксман Я. А.

Приведены результаты исследования реакции $p-n$ -переходов на ИК излучение в условиях, когда энергии, поглощаемой свободными носителями тока, недостаточно для преодоления последними потенциального барьера и фотоответ может возникать вследствие изменения барьерной емкости диодов. Германиевые $p-n$ -переходы возбуждались однократными лазерными импульсами 10.6 мкм длительностью около 150 нс. Зависимости формы импульсного фотоответа от емкости $p-n$ -перехода и сопротивления нагрузки подтверждают емкостной характер датчика сигнала. Получены также частотные характеристики (10^3-10^7 Гц) фотоответа полевых транзисторов с управляющим $p-n$ -переходом при их облучении непрерывным CO_2 -лазером. Фототок в канале в этом случае линейно связан с фотоиндуцированным изменением барьерной емкости затвора. Наблюдаемый фотоемкостной эффект приписывается инерционному изменению температуры $p-n$ -перехода и быстрому перераспределению разогретых свободных носителей тока в области объемного заряда.

Изменения емкости однородных диэлектриков и полупроводниковых контактов при воздействии на них оптического излучения широко используются в пироэлектрических приемниках, фотоварикапах и полевых фототранзисторах. Этим явлениям, которые можно объединить под наименованием фотоемкостного эффекта (ФЕЭ), предшествует первичный процесс — непосредственный результат взаимодействия излучения с твердым телом. В пироэлектриках — это разогрев излучением кристалла, а в фотоварикапах и полевых транзисторах — генерация электронно-дырочных пар. Далее рассматривается новый тип ФЕЭ, для которого первичный процесс — разогрев свободных носителей тока и решетки кристалла контактной структуры излучением, а конечный — изменение ее барьерной емкости (БЕ).

БЕ контакта металл—полупроводник и асимметричного $p-n$ -перехода описывается

$$C_{BE} = \sqrt{\frac{e\epsilon N_D}{4\pi(U_p - U_{cm})}}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_D — концентрация основных носителей вне области объемного заряда (ООЗ), U_p — контактная разность потенциалов, U_{cm} — напряжение смещения. Зависимость БЕ от температуры решетки T_p выражается через соответствующий температурный коэффициент [1]. Учитывая тепловую инерционность диода, следовало ожидать, что наблюдаемые на опыте изменения БЕ при увеличении частоты модуляции возбуждающего излучения должны стремиться к нулю. В действительности, однако, оказалось, что при смещениях, исключающих надбарьерные переходы носителей, наблюдается малоинерционный фотоответ [2-5]. Это обстоятельство наряду со свойствами фотоинжекционных токов в биполярных транзисторных структурах позволило авторам в [6] высказать предположение о существовании специфического ФЕЭ, обусловленного разогревом носителей тока излучением. Подобное предположение согласуется с работами, в которых рассматриваются уточнения (1), учитывающие пространственное перераспределение носителей в ООЗ при их разогреве [7, 8].

Приведенные соображения послужили основанием для непосредственного изучения ФЕЭ, в котором проявляется разогрев как решетки кристалла, так

и носителей. Для этой цели изучались частотные характеристики различных полупроводниковых структур, позволившие судить об инерционности фотответа нагруженного $p-n$ -перехода и о фотостимулированных изменениях его БЕ.

Основные соотношения. Для получения расчетных зависимостей рассмотрим асимметричный $p-n$ -переход, на который падает амплитудно-модулированное излучение, поглощаемое свободными носителями. Если мощность его переменной составляющей $q = q^0 e^{i\omega t}$, где ω — частота модуляции, t — время, то в случае БЕ, зависящей от q , ток эквивалентного генератора тока $i_{ген}^0 \simeq Q^0(q)/(1/\omega) = UC_{БЕ}^0(q)\omega$. Здесь и в дальнейшем верхний индекс «0» обозначает амплитудные значения переменных величин, зависящих от q , Q — заряд БЕ, $U = U_k - U_{см}$. Для диода, нагруженного на сопротивление R_n , фотосигнал можно отождествить с напряжением

$$U_{\phi}^0 \simeq i_{ген}^0 \frac{R_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_s^2}} = U \frac{\omega R_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_s^2}} C_{БЕ}^0(q), \quad (2)$$

где $\tau_s = R_n C_{БЕ}^0$ — электрическая постоянная времени. Величина $C_{БЕ}^0$ через ϵ и U_k зависит от температуры $p-n$ -перехода, устанавливающейся за $\tau_{тепл} \sim \sim G_p/H_p$, где G_p — теплопроводность теплового моста, отводящего тепло от диода, а H_p — теплоемкость последнего. В реальных условиях $\tau_{тепл} \gg 1/\omega$. При периодическом облучении $p-n$ -перехода инерционная составляющая изменений БЕ $C_{БЕ}^{0p}$ сдвинута по фазе относительно безинерционной $C_{БЕ}^{0e}$, обусловленной разогревом носителей (T_e), на $\pi/2$, так как $\tau_e \ll \tau_{тепл}$, где $\tau_e \ll 10^{-11}$ с — время релаксации носителей по энергии.

Для того чтобы найти зависимость $C_{БЕ}^0$ и U_{ϕ}^0 от температуры и частоты, следует выразить $C_{БЕ}^{0p}$ и $C_{БЕ}^{0e}$ через T_p , T_e и соответствующие температурные коэффициенты. При этом получим

$$\left(\frac{C_{БЕ}^0}{C_{БЕ}^e}\right)^2 \simeq \left(\frac{C_{БЕ}^{0p}}{C_{БЕ}^e}\right)^2 + \left(\frac{C_{БЕ}^{0e}}{C_{БЕ}^e}\right)^2 = (\Delta T_p)^2 + (\eta T_e^0)^2. \quad (3)$$

Температурный коэффициент η можно оценить, воспользовавшись результатами [8], позволяющими, введя в (1) эффективную контактную разность потенциалов $U_k^* = U_k - \frac{k}{e} T_e$, где k — постоянная Больцмана, найти

$$\eta \simeq \frac{1}{C_{БЕ}^e} \frac{C_{БЕ}^0}{T_e^0} \simeq \frac{1}{C_{БЕ}^e} \frac{k}{e} (U_k - U_{см})^{-3/2}. \quad (4)$$

Второй температурный коэффициент, согласно [1], равен

$$\Lambda \simeq \frac{1}{C_{БЕ}^e} \frac{C_{БЕ}^0}{T_p^0} \simeq \frac{1}{2} \left(\xi - \frac{U_k}{U_k - U_{см}} \chi \right), \quad (5)$$

где

$$\xi \simeq \frac{1}{\epsilon} \frac{\epsilon^0}{T_p^0} \quad \text{и} \quad \chi \simeq \frac{1}{U_k} \frac{U_k^0}{T_p^0}.$$

Из условий баланса энергии при $\omega \tau_{тепл} \gg 1$ нетрудно найти

$$\begin{aligned} T_p^0 &\simeq \frac{q^0}{\omega H_p}, \\ T_e^0 &\simeq \frac{q^0}{H_e} \tau_e; \end{aligned} \quad (6)$$

H_p и H_e в дальнейшем рассматриваются как теплоемкости идеальных газов, различающихся плотностью. Из (3), (6) и (2) следуют приводимые зависимости сигналов на контактных структурах от различных параметров, включая частоту модуляции излучения:

$$\frac{C_{БЕ}^0}{C_{БЕ}^e} \simeq \frac{\Lambda}{\omega H_p} q^0 \sqrt{1 + \delta^2}, \quad (7)$$

$$U_{\Phi}^0 \approx U \frac{\tau_3 q^0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_3^2}} \frac{\Lambda}{H_p} \sqrt{1 + \delta^2}, \quad (8)$$

$$\delta = \frac{\eta}{\Lambda} \frac{\eta |U_{\Phi}^0|}{T_p^0} = \frac{\eta}{\Lambda} \frac{H_p}{H_e} \omega \tau_e. \quad (9)$$

Согласно (3) и (9), условие $\delta=1$ отвечает равенству приращений БЕ, обусловленных решеточным и электронным разогревом. С учетом данных [4] и соотношения (4) $\eta/\Lambda \approx 0.1$. Принимая $H_p/H_e \approx N_p/N_D \approx 10^{-5}$ (N_p — число атомов в 1 см^3 германия), при $\tau_e \approx 10^{-11}$ с находим граничную частоту $\omega_{\text{гран}} \approx 10^7$ Гц, отделяющую область высокочастотного ФЕЭ, определяемого разогревом носителей (T_e).

Неравновесным носителям можно приписать определенную температуру лишь при малой энергии квантов возбуждающего излучения и в условиях, способствующих максвеллизации распределения. В данном случае это можно считать лишь грубым приближением, принятым для оценки $\omega_{\text{гран}}$. Расчеты [9] и эксперимент [8] свидетельствуют о том, что функцию распределения носителей при оптическом возбуждении следует аппроксимировать выражением

$$F(\varepsilon) \approx A e^{-\varepsilon/kT_p(q)} + B q, \quad (10)$$

где A и B — константы. В рассмотренном ранее случае оба слагаемых функции распределения экспоненциально зависят от $1/T_p$ и $1/T_e$. В (10) первый член описывает основную часть носителей, находящихся в равновесии с решеткой, разогретой до T_p . Их вклад в $C_{\text{БЕ}}^0$ можно найти, учитывая, что $T_e \approx T_p$. Это дает для инерционного компонента БЕ

$$\frac{C_{\text{БЕ}}^0}{C_{\text{БЕ}}} \approx (\Lambda + \eta) T_p^0 = (\Lambda + \eta) \frac{q^0}{\omega H_p}. \quad (11)$$

Малонерционная составляющая БЕ, определяемая вторым слагаемым (10), как и прежде, линейно зависит от мощности излучения и не зависит от частоты. Это означает, что ее относительный вклад тем больше, чем больше частота модуляции излучения независимо от вида функции распределения.

Соотношения (7)–(9) дают возможность предсказать характер частотных зависимостей сигналов, пропорциональных U_{Φ}^0 и $C_{\text{БЕ}}^0$ и определяемых схемой включения исследуемого p – n -перехода. Если сигнал снимается с сопротивления нагрузки p – n -перехода (диодный вариант), то он, очевидно, пропорционален U_{Φ}^0 . При использовании освещаемого p – n -перехода для управления током канала полевого транзистора регистрируется $C_{\text{БЕ}}^0$, так как проводимость (толщина) этого канала практически не зависит от тока и нагрузки затвора.

В диодной схеме на высокой частоте ($\delta \gg 1$), согласно (8), следует ожидать независимости фототовета от частоты при $\omega \tau_3 \gg 1$ и линейной связи $U_{\Phi}^0 \sim \omega$, отвечающей дифференцированию сигнала, при $\omega \tau_3 \ll 1$. На низких частотах ($\delta \ll 1$) условие $\omega \tau_3 \gg 1$ приводит к зависимости $U_{\Phi}^0 \sim 1/\omega$ (интегрирование сигнала), а $\omega \tau_3 \ll 1$ — к независимости фототовета от частоты, передаче длинных импульсов без искажений.

В схеме полевого транзистора, согласно (7) и (9), можно ожидать, что на высоких частотах сигнал от частоты не будет зависеть, а на низких будет убывать, как $1/\omega$. Электрическая постоянная времени входной цепи транзистора здесь влияет только на длительность переходных процессов и величину отрицательной обратной связи.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Описываемые эксперименты имели целью помимо установления самого факта сосуществования двух механизмов ФЕЭ сопоставление наблюдаемых частотных зависимостей фототовета с расчетом. С этой целью стандартные фотодиоды возбуждались одиночными импульсами CO_2 -лазера длительностью около 150 нс, что отвечает набору гармонических составляющих в полосе 10^7 – 10^8 Гц; инерционными процессам разогрева диода соответствуют частоты 10^4 – 10^6 Гц. О характере частотных зависимостей в указанном диапазоне можно было судить по искажениям формы импульсного фототовета. На рис. 1 приведены соответствующие осциллограммы,

полученные на трех типах фотодиодов, различающихся приемной площадкой и величиной БЕ. При анализе формы импульсного фотосоответа необходимо иметь в виду, что спектр $T_p^0(\omega)$ имеет низкочастотные составляющие, обусловленные тепловой инерционностью диода, отсутствующие в исходном спектре возбуждения $q^0(\omega)$. Для этих составляющих $\delta < 1$, что при 300 К и $\omega\tau_p \gg 1$ сказывается, согласно (8), на зависимости U_{ϕ}^0 от частоты.

Сигналы на частотах 10^3 – 10^7 Гц регистрировались с помощью непрерывного CO_2 -лазера, излучение которого модулировалось электрооптическим модулятором. Фотосоответ при этом измерялся на фиксированной частоте, что позволило снять зависимости, приведенные на рис. 2. Излучение направлялось на управляющий p – n -переход, а усиленный сигнал, линейно зависящий от $C_{\text{БЕ}}$, снимался со стока полевого транзистора.

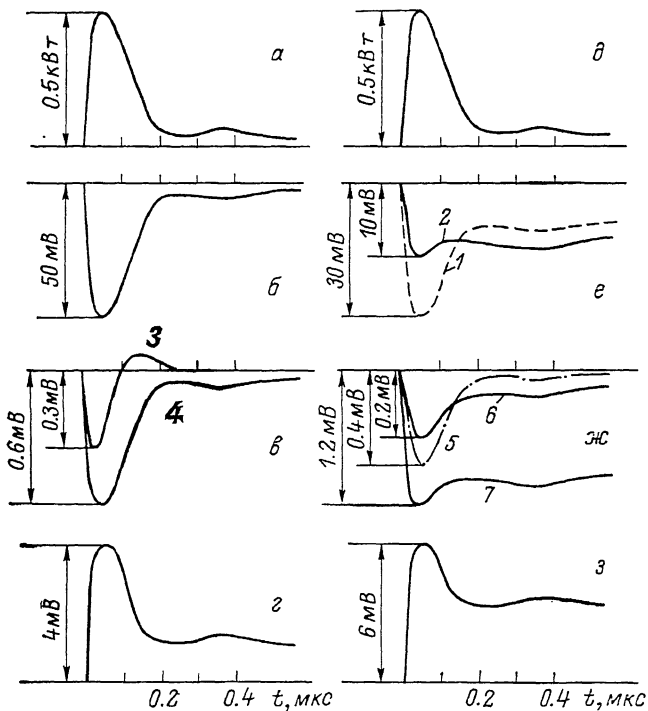


Рис. 1. Осциллограммы фотосоответа фотодиодов ФД-1, ФД-10Г, ЛФД-2 (б–з) при возбуждении их лазерными импульсами 10.6 мкм (а, в).

б, в — режим фотоинжекции, $R_n=0.5$ кОм; б — $T=77$ К, ФД-1, $U_{\text{см}} \geq +0.57$ В; в — ЛФД-2, 2 — ФД-1, $U_{\text{см}} \geq +0.25$ В; г, ж — режим ФЭЭ, $U_{\text{см}}=0$; г — $T=77$ К, ФД-1; R_n , кОм: 3 — 0.5; 4 — 10; ж — $T=300$ К; д, з — ФД-10Г; е, 7 — ФД-1; R_n , кОм: 5, 6 — 0.05; 7 — 10; 8, з — большое обратное смещение; ФД-1, $U_{\text{см}}=-10$ В, $R_n=0.5$ кОм; T , К: 2 — 77, 3 — 300.

У всех использованных диодов и триодов предварительно удалялись детали и покрытия, препятствующие проникновению ИК излучения в область p – n -перехода.

Описываемые измерения проводились при комнатной и азотной температурах. В первом случае объект исследования охлаждался за счет оттока тепла на арматуру и в окружающий воздух, во втором — жидким азотом, в который он был погружен.

Осциллограммы (рис. 1, б–з), полученные при 77 К, свидетельствуют о следующем.

а) В области прямых смещений более +0.5 В фотосоответ германиевых фотодиодов воспроизводит без искажений возбуждающие лазерные импульсы (рис. 1, б), что характерно для надбарьерной инжекции [2, 3, 5, 6].

б) В области смещений от +0.3 В до –1 В фотосоответ был той же полярности, но примерно на 2 порядка меньше, чем в предыдущем случае, и слабо зависел от напряжения на диоде. Наблюдавшийся в указанном режиме сигнал

авторы связывают с ФЕЭ. При этом уменьшение электрической постоянной времени диода ФД-1 приводило к искажениям импульса фотосоответа — его дифференцированию (рис. 1, в).

в) Совпадение полярности сигналов при наблюдении фотонжекции и ФЕЭ дает основание считать, что при разогреве носители смещаются по направлению к плоскости $p-n$ -перехода. Рассматриваемые сигналы этим отличаются от наблюдаемых при тепловой и оптической генерации пар.

г) В области смещений от -1 В сигнал менял знак и увеличивался с ростом отрицательного смещения (рис. 1, г). Фотосоответ в этом режиме можно приписать объемной термоэдс горячих носителей в области сильного легирования или, как в [3], тепловой генерации пар в ООЗ.

Осциллограммы $e-z$ (рис. 1), полученные при 300 К, различаются тем, что большим сопротивлениям нагрузки отвечает затягивание сигнала на десятки микросекунд. Уменьшение τ_p , осуществляемое уменьшением как $R_{п.}$, так и $C_{БЭ}$ (замена ФД-1 на ЛФД-2 и ФД-10Г), приводит к восстановлению формы

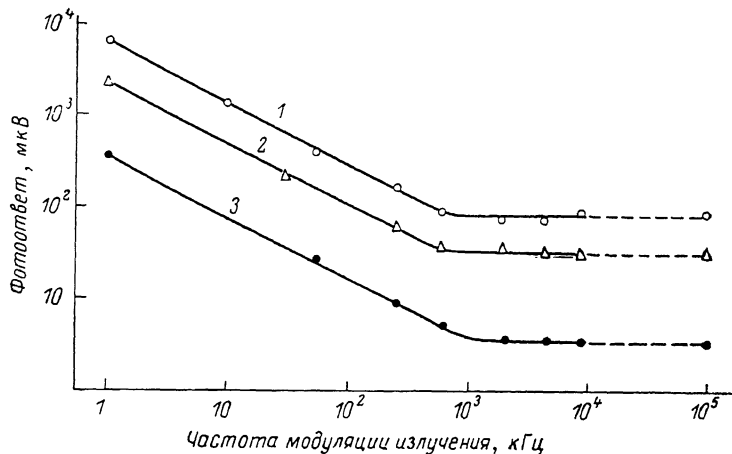


Рис. 2. Зависимость фотосоответа полевых транзисторов КП903 (1, 3) и КП302 (2) от частоты модуляции лазерного излучения 10.6 мкм при $T=77$ К.

Мощность излучения 0.15 Вт. Сопротивление в цепи стока, Ом: 1, 3 — 100, 2 — 2000. Напряжение стока относительно заземленного истока, В: 1 — +3; 2 — +1; 3 — +0.33. Напряжение на затворе, В: 1 — -3; 2, 3 — 0. Штриховые участки кривых — экстраполяция по данным импульсных измерений.

сигнала — его совпадению с возбуждающим лазерным импульсом (рис. 1, ж). Это говорит о том, что на форму импульсного фотосоответа влияет длительный процесс, на который накладывается малоинерционный разогрев носителей. Различное влияние на форму сигнала τ_p при комнатной и азотной температурах легко объяснить, если учесть, что в азотной ванне тепловая постоянная времени диода меньше, чем на воздухе, и поэтому при 300 К низкочастотная составляющая фотосоответа имеет большую амплитуду.

На частотных характеристиках рис. 2 медленный процесс, обусловленный разогревом решетки диода, представлен спадающими участками, крутизна которых меньше, чем можно было ожидать из (7). По-видимому, это связано с существованием нескольких каналов оттока тепла, каждый из которых характеризуется своей постоянной времени. Малоинерционный разогрев носителей представлен горизонтальными участками характеристик; их экстраполяция до 10^8 Гц (штриховые линии) произведена по данным импульсных измерений. В ходе последних форма однократных импульсов воспроизводилась без искажений.

Характер полученных частотных зависимостей ФЕЭ свидетельствует о существовании двух его разновидностей, связанных с разогревом самого $p-n$ -перехода и его электронной подсистемы. Первая из них — результат изменения толщины ООЗ (слоя ионизированной примеси), возникающего благодаря температурной зависимости контактной разности потенциалов и диэлектрической проницаемости, вторая — следствие перераспределения разогретых излучением свободных носителей в этом же слое.

В приведенном феноменологическом описании ФЕЭ два вопроса требуют уточнения. Первый из них касается сигнала, наблюдаемого при больших отрицательных смещениях. Его полярность и малая инерционность свидетельствуют о том, что разогретые основные носители движутся от плоскости $p-n$ -перехода. Зависимость сигнала от напряжения может быть здесь истолкована в пользу объемной термоэдс, если считать, что подавление ФЕЭ при больших отрицательных смещениях объясняется увеличением градиента потенциала в области сильного легирования. Это затрудняет движение горячих основных носителей к плоскости перехода и способствует преобладающему их смещению в противоположную сторону, что проявляется в изменении знака сигнала. Вторым вопросом — это локализация области $p-n$ -перехода, ответственной за ФЕЭ. Здесь необходимо учитывать, что в сильно легированном слое поглощается большая часть активного излучения, но БЕ в основном определяется слабо легированной областью $p-n$ -перехода.

Л и т е р а т у р а

- [1] Берман Л. С. Нелинейная полупроводниковая емкость. М., 1963. 88 с.
- [2] Umeno M., Sugito Y., Simbo T., Hattori H., Amemiya Y. — Sol. St. Electron., 1978, v. 21, N 1, p. 191—195.
- [3] Андрианов А. В., Валов П. М., Суханов В. Л., Тучкевич В. В., Шмидт Н. М. Фотоэффект на $p-n$ -переходе из кремния в условиях внутризонного разогрева носителей светом. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 859—864.
- [4] Мармур И. Я., Оксман Я. А. Отклик сплавных омических контактов металл—полупроводник на излучение 10.6 мкм. — ЖТФ, 1980, т. 50, в. 3, с. 646—648.
- [5] Ашмонтас С., Ширмулис Э., Стонис С. Исследование фотоэдс, возникающей на $p-n$ -переходе германия при освещении его импульсами CO_2 -лазера. — Лит. физ. сб., 1984, т. 24, № 3, с. 76—78.
- [6] Мармур И. Я., Оксман Я. А. Внутренняя фотоэмиссия в электронно-дырочных переходах. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 486—489.
- [7] Schwarz R. F., Walsch J. F. — Proc. IRE, 1953, v. 41, N 12, p. 1715—1720.
- [8] Пенян Н. А. Емкость запирающего слоя контакта металл—полупроводник с учетом концентрации основных носителей заряда. — Радиотехн. и электрон., 1966, т. 11, в. 7, с. 1302—1305.
- [9] Комолов В. Л., Ясиевич И. Н. Функция распределения электронов, разогретых светом, при взаимодействии с оптическими фононами. — ФТП, 1974, т. 8, в. 6, с. 1125—1133.

Получена 6.05.1987
Принята к печати 2.06.1987