

пественно уменьшается, и значительная часть рассеянного света выходит из области локализации связанного состояния. Так, двух-солитонное на начальном участке состояние превращается на некотором расстоянии в односолитонное, а исходное односолитонное состояние на таком же расстоянии распадается.

Анализ полученных соотношений в применении к традиционным материалам акустооптики показывает, что эффект связанного состояния можно наблюдать экспериментально в коллинеарной схеме. Например, в кристалле ниобата лития, обладающем достаточной эффективностью коллинеарного рассеяния света на продольных упругих волнах  $M_2 = 2.48 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  в направлении  $[100]$ , при плотности акустической мощности  $20 \text{ Вт}/\text{см}^2$  длительность импульса должна равняться 4 мкс, тогда область локализации связанного состояния составит 2.6 см. Представленные результаты позволяют перейти непосредственно к экспериментальному изучению акустооптических солитонов связанного состояния, необходимость которого обусловлена перспективой создания на основе этого явления различных устройств оптической обработки цифровой информации.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белокурова О.И., Шербakov А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 1-5.
- [2] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
- [3] Белокурова О.И., Шербakov А.С. Пространственный модулятор света на связанных оптических состояниях / В сб.: Оптические и оптоэлектронные средства обработки информации. Л.: ЛИЯФ-ФТИ. С. 171-178.

Ленинградский  
политехнический институт  
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию  
25 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16  
06.1

26 августа 1990 г.

© 1990

#### ВТОРИЧНАЯ ИНЖЕКЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ДИОДАХ ШОТТКИ

Л.П. Амосова, И.Я. Мармур,  
Я.А. Оксман

Избыточная энергия носителей, требуемая для преодоления ими барьера Шоттки при фотоинжекции, поставляется квантами излучения [1]. Можно думать, что сходный вид инжекции возможен также

при термализации горячих носителей в приконтактной области диода. В этом случае неравновесные электроны или дырки, разогретенные полем в обедненной области полупроводника, отдают свою энергию носителям металла, стимулируя тем самым переход последних через барьер. Внешним проявлением этого явления, которое по аналогии с вторичной эмиссией можно назвать вторичной инжекцией, будет усиление первичного фототока, возникающего в результате межзонных переходов или надбарьерной фотоинжекции из металла. Настоящая работа посвящена выявлению подобного усиления первичного фототока в диодах Шоттки.

Сходная задача о несамостоятельном разряде в разреженном газе, включающая как объемную, так и поверхностную ионизацию, рассматривалась Таунсендом [2]. Полный ток с учетом ударного размножения равен в этом случае

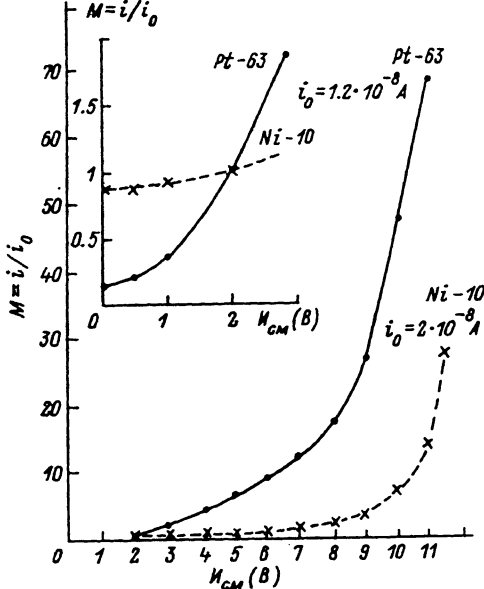
$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)L}}{(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)L}}, \quad (1)$$

где  $i_0$  — первичный ток электронов с катода,  $L$  — расстояние между катодом и анодом,  $\alpha$  и  $\beta$  — числа ионизаций на единицу пути в направлении поля, производимых соответственно электроном и ионом,  $\gamma$  — число вторичных электронов, выбитых из металла положительным ионом. Рассматривая далее диоды Шоттки на основе дырочного кремния, необходимо учесть, что первичный фототок создается не эмиссией электронов, а фотоинжекцией дырок, что влечет за собой при использовании (1) перемену местами коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ . Так как в кремнии  $\alpha \gg \beta$  [3], то для соответствующих диодов Шоттки (1) трансформируется к виду

$$M = \frac{i}{i_0} \approx \frac{1}{\left(1 + \frac{\beta}{\alpha}\gamma\right) - (1 + \gamma)\frac{\beta}{\alpha}e^{\alpha L}}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — число вторичных дырок, инжектируемых из металла электроном,  $L$  — толщина слоя объемного заряда. Рост усиления  $M$  отвечает увеличению положительной обратной связи, которая, согласно (2), зависит помимо  $\alpha$  и  $\beta$  от  $\gamma$ . У диодов, отличающихся высотой барьера ( $\varphi_B$ ), при одинаковых  $\alpha$  и  $\beta$ , зависящих исключительно от полупроводникового материала и напряжения смещения, большему усилению в соответствии с (2) отвечает большее  $\gamma$ , что естественно связывать с меньшим  $\varphi_B$ .

Справедливость приведенных соображений проверялась сопоставлением зависимостей усиления от напряжения обратного смещения —  $M(U_{сн})$  для двух типов диодов на  $p$ -Si (КДБ, 5 Ом·см). В диодах первого типа была использована в качестве металлического контакта платина ( $\varphi_B \approx 0.2$  эВ [1]), в диодах второго типа — никель ( $\varphi_B \approx 0.5$  эВ [4]). Для контроля  $\varphi_B$  регистрировалась реакция диодов на излучение 3,39 мкм. Фотоответ наблюдался толь-



Зависимости внутреннего усиления фототока диодов Шоттки  $Pt-Si(p)$  и  $Ni-Si(p)$  от напряжения обратного смещения.  $T=77$  К. Частота модуляции излучения  $1.15 \mu\text{м} - 450$  Гц. Мощность излучения  $\sim 3$  мВт.  $i_0$  - фототок при смещении 2 В.

ко на диодах с платиновым покрытием, что отвечает неравенству  $\varphi_s^{Pt} < 0.37 \text{ эВ} < \varphi_s^{Ni}$ , подтверждающему приведенные выше данные о величине  $\varphi_s$ . При изготовлении диодов на шлифованные и полированные пластинки кремния толщиной 0.5 мм наносились через маску с отверстием  $\phi$  1 мм катодным и термическим распылением непрозрачные слои платины и никеля. Противоположные стороны пластин полировались и на их периферию наносился алюминиевый омический контакт. Перед нанесением металла все поверхности протравливались. Металлические слои, напыленные на кремний, отжигались при температурах от 200 до 600 С. Ток к диодам подводился через прижимные контакты. Для фотовозбуждения был использован лазер ЛГ-126, генерировавший излучение 1.15 и 3.39  $\mu\text{м}$ . Измерения велись при температуре жидкого азота. Засветка диодов осуществлялась со стороны подложки излучением 1.15  $\mu\text{м}$ , что приводило к фотоинжекции дырок из платины и никеля в кремний.

Из нескольких партий диодов были отобраны образцы с минимальными темновыми токами; как правило, при  $U_{CM} < 3$  В они не превышали долей мкА. На приведенном рисунке представлены типичные зависимости усиления для диодов обоих типов на шлифованных подложках от напряжения смещения. За величину первичного фототока  $i_0$  на графиках принято его значение при смещении 2 В.

Аналогичные зависимости для диодов на полированных подложках отличались меньшей крутизной; при  $U_{CM} \approx 10-12$  В усиление платиновых диодов с малыми темновыми токами не превышало 4-5, а никелевых - менее 2. При больших напряжениях обычно возрастал низкочастотный фликкер-шум в виде сравнительно редких импульсов большой амплитуды. По всей видимости эти импульсы связаны с образованием микроплазм на шероховатостях подложки и краях металлического слоя. Рост напряжения до 10 В, как правило, сопровождался увеличением отношения сигнал/шум.

Особенностью представленных на рисунке зависимостей является значительно более резкое возрастание усиления у диодов с платиновыми контактами по сравнению с никелевыми в области сравнительно малых напряжений. Это можно объяснить, исходя из представлений о влиянии  $\gamma(\varphi_s)$  на величину усиления, иллюстрируемого (2). Нужно также учесть шероховатость подложки, на которую наносится платина, приводящую к тому, что поле в различных точках диода различно и рост  $U_{CM}$  приводит к увеличению эффективной площади контакта, участвующей в усилении первичного тока. Принимая  $L \approx 2,5 \cdot 10^4$  см, можно оценить поле в области объемного заряда при  $U_{CM} \approx 5$  В как  $E \approx 2 \cdot 10^4$  В/см, что, согласно (2) и [3], явно недостаточно для  $M \gg 1$ . Это заставляет думать, что реальное среднее поле с учетом шероховатости значительно больше. Если считать его  $\sim 3 \cdot 10^5$  В/см и воспользоваться приведенными в [3] значениями  $\alpha$  и  $\beta$ , то для  $M \approx 50$  (образец Р4-63) получаем правдоподобную величину  $\gamma \approx 2,5$ .

Внутреннее усиление фототока в диодах Шоттки наблюдалось в [5, 6], где оно не связывалось с вторичной инжекцией носителей. Полученные в настоящей работе данные позволяют предположить, что в наблюдаемом на диодах Шоттки с низкими барьерами усилении участвует процесс типа Оже, приводящий к вторичной инжекции дырок.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] E l a b d H., K o s o n o c k y W.E. // RCA Rev. 1982, v. 43, N 4, p. 569-589.
- [2] К а п ц о в Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.;Л.: ОГИЗ, 1947. 808 с.
- [3] Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 527 с.
- [4] Р о д е р и к Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 208 с.
- [5] Ш е ф е р д, м л., Я н г, Т е й л о р // ТИИЭР. 1970. Т. 58, № 8. С. 143-144.
- [6] S a f r a n k o v a J. and K o r d o s P. // Solid State Electronics. 1987. V. 30. N 1. P. 93-96.

Поступило в Редакцию  
2 июня 1990 г.