

Об.3; 07; 12

© 1992

## СПЕКТРЫ ПРОБОЙНОЙ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В МОП СТРУКТУРАХ НА КРЕМНИИ

Ю.Е. Гардин, И.В. Климов,  
С.Н. Кузнецов

Эффект излучения света при лавинном пробое обратносмещенных  $p-n$  переходов в кремнии известен давно [1, 2]. Однако лишь сравнительно недавно при изучении этого эффекта в специфических условиях МОП структур установлено [3, 4], что природа явления не связана с микроплазменным шнурованием тока на неоднородностях полупроводника, загрязненного примесными атомами. До настоящего момента нам не известна из литературы информация о спектрах излучения МОП структур на  $Si$  при лавинном пробое области пространственного заряда (ОПЗ). Приведенные ниже доводы показывают, что данные о спектрах пробойной электролюминесценции (ПЭЛ) в МОП структурах в меньшей степени должны быть маскированы побочными эффектами, чем это имеет место для  $p-n$  переходов. Отсутствие данных по спектрам для МОП структур обусловлено, по-видимому, значительными экспериментальными трудностями их регистрации. Во-первых, при измерении ПЭЛ в  $p-n$  переходах обнаружена весьма низкая ( $\sim 10^{-6}$ ) эффективность процесса [2]. Во-вторых, в МОП структурах с относительно толстым ( $\sim 50$  нм) слоем  $SiO_2$  оказывается невозможным реализовать стационарный лавинный пробой ОПЗ с высокой средней плотностью тока из-за быстрой деградации свойств объекта.

Измерения спектров ПЭЛ МОП структур выполнены на несерийном автоматизированном люминесцентном комплексе. Светотехнические характеристики установки определялись использованием светосильного дифракционного монохроматора типа МДР-2, оснащенного сервоприводом и фотоэлектрическим датчиком угла поворота решетки. Энергетическая ширина выделяемых полос в диапазоне  $h\nu = (1.6-3.0)$  эВ не превосходила 0,05 эВ. Регистрация спектра осуществлялась с помощью специально отобранных малошумящих ФЭУ-106 и ФЭУ-136 в режиме счета фотонов. Порог интегрального дискриминирования импульсов ФЭУ выбирался по критерию соответствия отсчетов статистике Пуассона [5]. Средний уровень шумовых импульсов при наивысшей паспортной анодной чувствительности указанных ФЭУ составлял 10 импульсов в секунду со среднеквадратичным отклонением  $\sim 50\%$  за время накопления 10 с.

Пробой ОПЗ кремниевой подложки МОП структур при измерении спектров ПЭЛ осуществлялся в так называемом самостабилизированном импульсном режиме [4]. На металлический электрод отно-

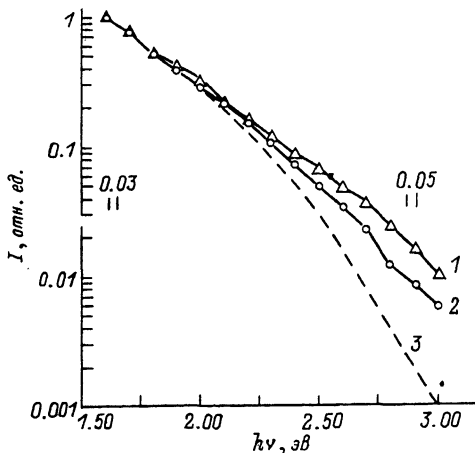
сительно  $Si$  подложки подавалось линейно нарастающее напряже-  
ние обедняющей полярности крутизной  $a \leq 10$  МВ/с. После фазы  
глубокого неравновесного обеднения в ОПЗ возникало лавинное  
умножение носителей, генерировавшее лавинный ток  $I_{av} = aC_d$ ,  
где  $C_d$  — емкость МОП структуры в обогащении. Данный уровень  
тока при продолжавшейся развертке напряжения сохранялся до тех  
пор, пока скорость приращения падения потенциала в инверсион-  
ном слое на границе  $Si-SiO_2$  соответствовала внешней скоро-  
сти  $a$ . Когда первая из названных величин становилась больше,  
происходил срыв лавинного пробоя. Важными преимуществами дан-  
ного способа являются невысокая напряженность поля в диэлект-  
рике ( $< 5$  МВ/см) и повышенная длительность удержания стацио-  
нарных условий лавинного процесса. Последнее позволяет прово-  
дить измерение в контролируемых условиях. Для скорости измене-  
ния напряжения  $a \sim 10$  МВ/с амплитудное значение напряжен-  
ности поля на поверхности  $Si$  составляло  $\sim 5 \cdot 10^5$  В/см.

Измерения проводились на МОП структурах, изготовленных по  
стандартной промышленной технологии. Использовались  $Si$  под-  
ложки  $n$ - и  $p$ -типа с ориентацией (111) и (100) соответствен-  
но; концентрации легирующих примесей были близкими  $\sim 10^{16}$  см $^{-3}$ .  
Слой  $SiO_2$  на подложках выращивались термическим окислением  
в „сухом“ кислороде толщиной  $\sim 50$  нм. Затем в лабораторных  
условиях формировались полупрозрачные никелевые электроды тол-  
щиной  $\sim 20$  нм и площадью  $5 \cdot 10^{-2}$  см $^2$ . Нанесение электродов  
осуществлялось термическим испарением через маску на ненагре-  
тые подложки.

Излучение исследованных МОП структур снималось со сторо-  
ны полупрозрачных электродов по нормали к поверхности. Первич-  
ные спектральные зависимости обрабатывались с учетом аппарат-  
ной функции спектрометра. Поправки на интерференционный эффект  
в слоистой структуре не вводились. Измерения проводились при  
комнатной температуре.

На рисунке представлены спектры ПЭЛ для структур на  $p-Si$   
(кривая 1) и  $n-Si$  (кривая 2), для удобства сопоставления нор-  
мированные на интенсивность излучения при  $h\nu = 1.6$  эВ. Спект-  
ры характеризовались монотонным, бесструктурным (на достигну-  
том уровне разрешения) ходом. В первом приближении вид спект-  
ральных зависимостей мог быть аппроксимирован экспонентой в  
исследованном интервале  $h\nu$ . Некоторое расхождение спектров  
ПЭЛ для структур с разным типом проводимости наблюдалось в  
коротковолновой части интервала ( $h\nu > 2.2$  эВ). На рисунке, кри-  
вая 3, показан также спектр излучения резкого  $p-n$  перехода в  
режиме лавинного пробоя [2], нормированный на интенсивность  
при  $h\nu = 1.6$  эВ. Видно, что несовпадение спектра ПЭЛ перехода  
наблюдалось лишь в коротковолновой области, при  $h\nu = 3$  эВ дос-  
тигавшее порядка величины.

Важно подчеркнуть, что условия наблюдения спектров ПЭЛ в  
МОП структурах, реализованные в предлагаемом сообщении, исклю-  
чают возможный вклад микроплазменных пробоев по принципиаль-



Спектры ПЭЛ при лавинном пробое кремния: в МОП структурах на р- и n-Si (кр. 1 и 2 соответственно); в р-n переходе (кр. 3 - по данным [2]).

ным [6] и практическим [7] соображениям. В работе [6] показано, что отрицательная обратная связь при лавинном пробое ОПЗ полупроводника в МОП структурах стабилизирует поверхностный потенциал и, следовательно, коэффициент умножения тока. Наличие такой связи позволило создать лавинный МДП фотоприемник площадью до  $5 \text{ см}^2$ , имевший высокую однородность коэффициента усиления фототока по площади структуры [7].

Отмеченный выше более резкий спад спектра ПЭЛ р-n перехода в коротковолновой части может быть обусловлен значительным искажением истинного спектра излучения за счет реабсорбции света в кремнии. Оценка показывает, что в нашем случае глубина выхода люминесцентного излучения не превышает  $10^{-4} \text{ см}$ , и этот эффект менее выражен.

Таким образом, полученные спектры ПЭЛ в МОП структурах при лавинном пробое ОПЗ характеризуют излучательный процесс с участием нетермализованных носителей. Отсутствие заметного влияния типа умножаемых носителей на интенсивность и форму спектра коррелирует с близостью коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в кремнии при высоких полях  $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$  [8]. Существующие модельные представления о механизмах ПЭЛ (см. обзор [9]) в обратно смещенных р-n переходах связывают наблюдаемые спектры с функцией распределения (ФР) горячих носителей. Так, в модели тормозного излучения горячих носителей в поле заряженных центров, использующей приближения параболичности зон и справедливости распределения Максвелла, вид спектра ПЭЛ описывается выражением  $I(h\nu) \sim \exp(-\frac{h\nu}{kT_e})$ ; где  $T_e$  - эффектив-

ная температура носителей,  $k$  – постоянная Больцмана. Полученные данные в рамках этой модели позволяют оценить эффективную температуру горячих носителей величиной  $\sim 7000$  К при напряженности поля на поверхности кремния  $\sim 5 \cdot 10^5$  В/см. Отметим, что сравнимые величины  $T_e$  наблюдались в экспериментах по лавинной инжекции электронов из Si в слой  $SiO_2$  [10].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Chynoweth A.G., Miskaу K.G. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 2. P. 369–376.
- [2] Mönch W. // Phys. Stat. Sol. (a). 1969. V. 36. N 9. P. 9–48.
- [3] Goetzberger A., Nicollian E.H. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 4582–4586.
- [4] Плотников А.Ф., Шубин В.Е. и др. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. № 1. С. 49–55.
- [5] Вегохин С.С., Гулаков И.Р. и др. Одноэлектронные фотоприемники. М.: Энергоатомиздат. 1986. 160 с.
- [6] Кравченко А.Б., Плотников А.Ф., Шубин В.Э. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 9. С. 1918–1923.
- [7] Foss N.A., Ward S.A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 2. P. 728–731.
- [8] Lee C.A., Logan R.A. et al. // Phys. Rev. (A). 1964. V. 134. N 3. P. 761–770.
- [9] Ермаков О.Н. Влияние температурных эффектов на характеристики полупроводниковых источников излучения. Обзоры по электронной технике. Полупроводниковые приборы. Серия 2, вып. 5 (1193), М.: ЦНИИ „Электроника“, 1986. 71 с.
- [10] Ning T.H. // Solid-State Electron. 1978. V. 21. N 1. P. 273–282.

Поступило в Редакцию  
21 июля 1992 г.