

- [1] Аут И., Генцов Д., Герман К. // Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980. С. 31—33.
 [2] Мощняга В. Г., Голант К. М., Веселаго В. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 9. Вып. 24. С. 1473—1476.
 [3] Калинин В. Т., Аминов Т. Г., Голик Л. Л. и др. // Изв. АН СССР. Неорг. материалы. 1978. Т. 14. № 8. С. 1408—1412.
 [4] Гавричков В. А., Ерухимов Ш. М., Овчинников С. Г., Эдельман И. С. // ЖЭТФ. 1986 Т. 90. Вып. 4. С. 1275—1287.
 [5] Као К., Хуанг В. // Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984. Ч. 2. С. 190—191.
 [6] Puvkin S. M. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 22. P. 5—17.

Институт физики им. Л. В. Киренского
 СО АН СССР
 Красноярск

Поступило в Редакцию
 16 февраля 1988 г.
 В окончательной редакции
 6 июня 1988 г.

02; 05

Журнал технической физики, т. 59, в. 4, 1989

СПЕКТРОСКОПИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ДВОЙНОГО ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ

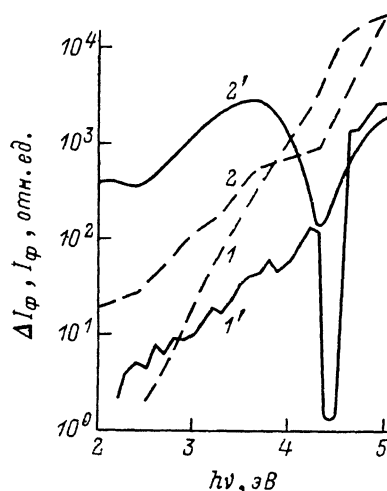
С. Н. Кузнецов, В. А. Гуртов

Нитрид кремния является базовой запоминающей средой в современной микроэлектронике [1]. Это связано с рядом уникальных свойств Si_3N_4 , обусловленных энергетической структурой запрещенной зоны диэлектрика. Термоактивационные методы исследования выявляют лишь грубые черты спектра состояний запрещенной зоны (например, [1]). Отсутствие подробной информации о локализованных состояниях отчасти объясняет имеющийся в литературе широкий спектр представлений о природе глубоких центров в Si_3N_4 [2]. Изучение фотопроводимости под краем собственного поглощения позволяет принципиально получить детальную картину спектра состояний Si_3N_4 . Следует отметить работу [3], в которой возникновение нестационарного фототока в слое нитрида кремния с односторонним блокирующим контактом объяснено фотоопустошением ловушек в запрещенной зоне. Однако результаты [3] имеют ограниченную доказательность, так как допускают более непринужденную фотоинжекционную трактовку. В настоящей работе проведены первые измерения стационарной фотопроводимости, в том числе индуцированной, для слоев нитрида кремния под краем собственного поглощения.

Измерения проводились в структуре $\text{Si}-\text{Si}_3\text{N}_4-\text{Me}$ с полупрозрачными металлическими электродами при комнатной температуре. Знак и величина напряжения смещения обеспечивают сильное обогащение основными носителями поверхности кремния, при этом вклад фотоотклика области пространственного заряда полупроводника устраняется. Использовалось двойное фотозвуждение. Тестовая засветка в интервале энергии квантов света $h\nu = 1-5$ эВ выполнялась модулированным (частота ~ 5 Гц, скважность 2) потоком, формируемым дуговой ксеноновой лампой мощностью 1 кВт и решеточным монохроматором МДР-2. Энергетическая ширина выходной щели не превосходила 0.05 эВ в указанном диапазоне $h\nu$. Дополнительная подсветка в полосе собственного поглощения Si_3N_4 проводилась фокусированным потоком от дейтериевой лампы ДДС-30 через интерференционный светофильтр с полосой пропускания $h\nu \approx 5.4 \pm 0.3$ эВ. Регистрация стационарных фототоков в структурах осуществлялась по двум отдельным каналам. В цепь образца включался преобразователь тока, в напряжение типа У5-9, регистрировавший постоянную составляющую тока (темнового и подсветки). Одновременно преобразователь осуществлял согласование сопротивлений цепи образца и входа селективного гомодинного нановольтметра «Унипан-232В», измерявшего модулированную компоненту фототока. Опорный сигнал для нановольтметра формировался от модулятора стандартным способом. Схема обеспечивала разделение каналов не менее чем в 10^6 раз и реальную чувствительность по току модулированного канала 10^{-14} А (при постоянной времени синхродетектирования 100 с).

На рисунке представлены спектры стационарного фототока в исследованных структурах со слоями нитрида кремния, полученного аммонолизом моносилана в реакторе пониженного давления. Синтез Si_3N_4 проводился при разных соотношениях потоков моносилана и аммиака, обеспечивающих получение стехиометрических и с избытком кремния пленок нитрида толщиной ~ 100 нм (нумерация структур 1 и 2 соответственно).

Фототок без дополнительной подсветки (кривые 1, 2) для обоих типов нитридных слоев монотонно возрастал по мере роста $h\nu$. Для обогащенного кремнием слоя наблюдалась особенность в виде плеча при $h\nu \approx 4$ эВ, ниже которой крутизна спада спектральной зависимости становилась меньше, чем для стехиометрического Si_3N_4 . Действие дополнительной подсветки в полосе собственного поглощения Si_3N_4 существенно обостряло различия в спектрах фототоков в длинноволновой области $h\nu$. Общий эффект подсветки заключался в появлении дополнительного фототока $\Delta I_\phi(h\nu) = I_\phi^{\text{пол}} - I_\phi^{\text{тем}} > 0$ во всей спектральной области.



Спектральная зависимость фототока без (штриховые кривые 1, 2) и при дополнительной подсветке в полосе межзонного поглощения нитрида кремния (сплошные кривые 1', 2').

1 — стехиометрический нитрид кремния; 2 — нитрид кремния, обогащенный кремнием.

На рисунке эти спектры индуцированной фотопроводимости обозначены цифрами со штрихами. Отметим основные особенности кривых $\Delta I_\phi(h\nu)$. В области $h\nu \approx 5$ эВ ход спектра 1 и 1', 2 и 2' практически совпадал вплоть до ярко выраженного провала в интервале 4.3—4.6 эВ. Ниже указанного интервала для стехиометрического нитрида индуцированная фотопроводимость падала, обнаруживая локальные изменения, превышающие погрешность измерения. Напротив, индуцированный фототок обогащенных кремнием слоев при $h\nu \leq 4$ эВ почти на порядок превышал соответствующий без подсветки. Такое поведение спектра продолжалось до $h\nu \approx 1.6$ эВ, затем наступал резкий спад индуцированного фототока.

Обсудим возможные причины возникновения индуцированной фотопроводимости слоев нитрида. Во-первых, полученные данные при $h\nu \approx 5$ эВ свидетельствуют о начале межзонных переходов в Si_3N_4 [4]. Это подтверждается также совпадением наклонов спектров фототока без подсветки и коэффициента поглощения Si_3N_4 [1] в коротковолновой области. Значения энергии квантов в области «провала» на спектральной зависимости дифференциальной фотопроводимости коррелируют со значениями энергетической ширины запрещенной зоны нитрида кремния [4].

Фотопроводимость в области $h\nu \leq 4$ эВ можно интерпретировать как «примесную» с участием локализованных состояний в запрещенной зоне нитрида кремния. Альтернативное объяснение фототоков в длинноволновом диапазоне спектра за счет фотоинжекции из контактов к слою нитрида следует отклонить по следующей причине. Известно, что фотоинжекционная эффективность блокирующего контакта при фиксированном значении $h\nu$ определяется локальной напряженностью поля в области потенциального барьера [5]. Измерения фотозарядки в исследованных структурах показали, что при сильных тянущих полях в Si_3N_4 ($F_\phi \approx 4$ МВ/см) зарядовое состояние диэлектрика весьма слабо ($\sim 10\%$) меняется при дополнительной подсветке. Столь малое изменение локального поля на контакте не может быть причиной возникновения значительного индуцированного фототока, как это имеет место для обогащенных кремнием слоев нитрида.

Более вероятно, что дополнительная подсветка в полосе собственного поглощения Si_3N_4 приводит к существенному заселению групп уровней в запрещенной зоне, являющихся ловушками для электронов и дырок. Так как в нитриде кремния концентрации этих ловушек близки [1], то заполнение ловушек не приводит к существенному изменению заряда при засветке. Рост заполнения локализованных состояний в запрещенной зоне приводит к возрастанию вклада в фототок за счет переходов носителей внутри запрещенной зоны нитрида кремния. Косвенным подтверждением этого является корреляция величин индуцированного фототока с фототоком без подсветки (кривые 2, 2').

Полученные данные свидетельствуют о том, что плотность локализованных состояний в запрещенной зоне Si_3N_4 существенно зависит от стехиометрии нитрида кремния, увеличиваясь при обогащении кремнием. В заключение отметим, что идентификация наблюдаемых

фотопереходов с участием локализованных состояний затруднена, поскольку не ясно, с какой из разрешенных зон Si_3N_4 носители взаимодействуют в конкретном интервале энергий квантов света.

Литература

- [1] Нитрид кремния в электронике / Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1982. 200 с.
- [2] Брытов И. А., Гриценко В. А., Понаценко Ю. Н. Препринт Института физики полупроводников СО АН СССР. № 6-84. Новосибирск, 1984. 42 с.
- [3] Kapoor V. I., Bibyk S. B. // Phys. MOS Insul. Proc. Int. Top. Conf. New York, 1980. P. 117—121.
- [4] Pundur P. A., Shavalgin T. G., Gritsenko V. A. // Phys. St. Sol. (a), 1986. Vol. 94. N 2. P. K107—K112.
- [5] Nicollian E. H., Brews J. R. MOS (Metal—Oxide—Semiconductor) Physics and Technology. New York, 1982. 900 p.

Петрозаводский государственный университет им. О. В. Куусинена

Поступило в Редакцию.
2 февраля 1988 г.

05; 01

Журнал технической физики, т. 59, в. 4, 1989.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВОМ СЛОЕ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ СТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ

П. И. Бойко, Я. Д. Головки, И. В. Зависляк, Т. В. Нужный

Известны работы [1-4], в которых исследованы магнитные резонансы и магнито-статические волны (МСВ) в слое одноосного феррита с плоскопараллельной доменной структурой (ППДС) в предположении, что внутреннее статическое магнитное поле однородно.

Однако в реальной ситуации имеет место неоднородность статического поля размагничивания H_p , связанного с наличием ППДС. Целью настоящей работы является исследование влияния такой неоднородности на характеристики распространения МСВ.

Рассмотрим слой одноосного феррита толщиной S , в котором существует ППДС, состоящая из чередующихся доменов двух типов: у одних («положительных») постоянная намагниченность направлена вдоль внешнего подмагничивающего поля, у других («отрицательных») — против поля. Координатная ось OZ направлена нормально к поверхности слоя, ось OX — вдоль доменных границ, OY — вдоль нормали к ним. Внешнее поле H_0 и ось легкого намагничивания феррита направлены вдоль OZ . Центр координат находится посередине между поверхностями слоя.

Используя уравнение Ландау—Лифшица, можно получить тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$, усредненный по периоду ППДС [4]. Такой тензор позволяет упростить рассмотрение для возбуждений с длиной волны, намного большей периода ППДС.

Распределение в слое поля H_p можно найти, решив статическую задачу. Для подстановки в усредненный тензор $\hat{\mu}$ компоненты H_p следует также усреднить по доменам обоих типов. При этом остается только одна компонента поля размагничивания, не равная нулю,

$$H_{pz}^+ = \frac{16MD}{\pi d_+} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n\pi S/2D} \operatorname{ch} \frac{n\pi z}{D} \left(\cos \frac{n\pi d_+}{D} - 1 \right) - H_c \quad (1)$$

— для «положительных» доменов,

$$H_{pz}^- = \frac{16MD}{\pi(2D-d_+)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-n\pi S/2D} \operatorname{ch} \frac{n\pi z}{D} \left(1 - \cos \frac{n\pi d_+}{D} \right) - H_c \quad (2)$$

— для «отрицательных» доменов, где $H_c = 4\pi M(d^+/D - 1)$, M — намагниченность насыщения феррита, $2D$ — период ППДС, d_+ — ширина «положительного» домена. Равновесные