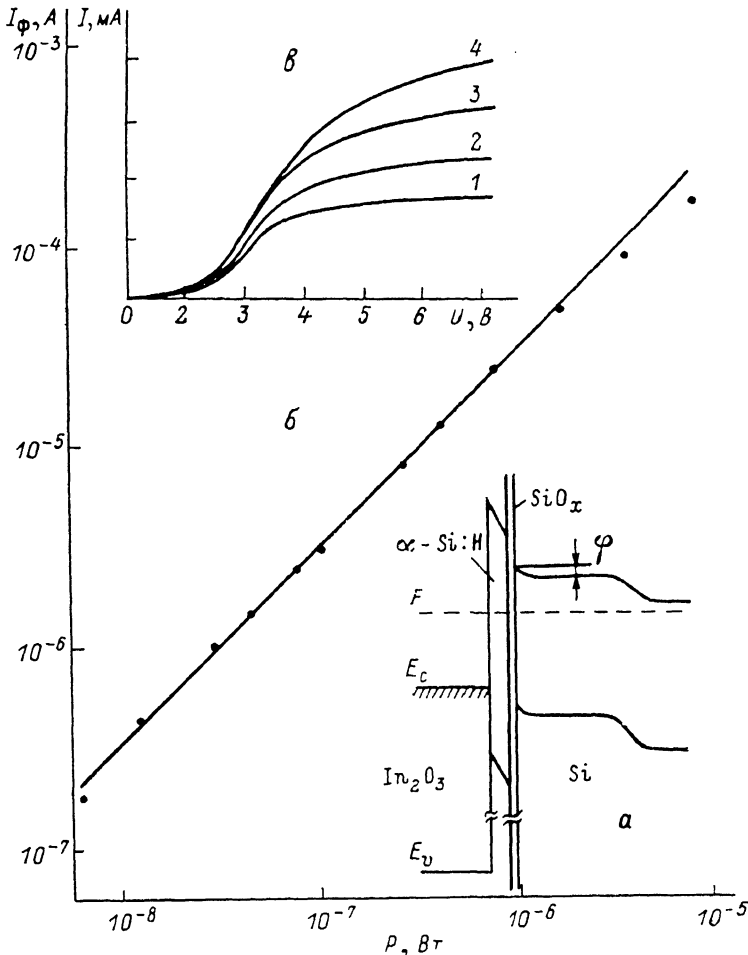


ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{In}_2\text{O}_3-\alpha\text{-Si}:\text{H}-\text{Si}$

Баранюк В. Б., Комиссаров Г. П., Манассон В. А., Шустер Э. М.

В последнее время аморфный гидрогенизированный кремний находит все более широкое применение в различных полупроводниковых приборах. В настоящем сообщении впервые представлены результаты исследования гетероструктуры, обладающей значительным внутренним усилением фототока [1, 2], в которой роль тонкого диэлектрика выполняет $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ с проводимостью, близкой к собственной.



Зонная диаграмма гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3-\alpha\text{-Si}:\text{H}-\text{Si}$ (а); зависимость фототока I_ϕ от мощности падающего излучения P (б); обратные ветви ВАХ гетероструктуры (в).

в) 1 — темновая ветвь; P , мВт: 2 — 1.4, 3 — 6.3, 4 — 13.

Приготовление гетероструктуры заключалось в последовательном нанесении на эпитаксиальную подложку $n-n^+$ -типа ($n=10^{14} \text{ см}^{-3}$) из монокристаллического кремния слоя $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ толщиной $10\div 20 \text{ нм}$ и слоя прозрачного проводящего окисла In_2O_3 с сильно вырожденным газом свободных электронов. Диаметр активной площадки составлял 4 мм. Слой $\alpha\text{-Si}:\text{H}$ наносился путем разложения моносилана в плазме тлеющего разряда.

Качественный вид зонной диаграммы гетероструктуры представлен на рисунке, а. Здесь учтено также присутствие сверхтонкого слоя SiO_x , который

неизбежно возникает на поверхности кремния при описанной методике изготовления гетероструктуры. Величина поверхностного изгиба зон ϕ в кремнии оценивалась по значению насыщенной фотоэдс и составляла $0.08 \div 0.10$ эВ.

Благодаря малому значению ϕ следует ожидать, что основную роль в переносе заряда через диэлектрик будут выполнять основные носители. Кроме того, из рисунка видно, что прямым туннельным переходам неосновных носителей (дырок) из Si в In_2O_3 препятствует запрещенная зона последнего.

Для определения механизма протекания тока через диэлектрик измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) в прямом и обратном направлениях. В первом случае при напряжении $U > \phi/q$ падением напряжения на полупроводнике U_s можно пренебречь. Во втором случае для уменьшения влияния U_s измерения ВАХ проводились при больших уровнях освещения [3]. В прямом направлении (при напряжении $U > 0.3$ В) ВАХ описывалась выражением $I \sim \exp \sqrt{U}$, характерным для эмиссии Шоттки. В обратном направлении начальный участок ВАХ был линейным, а при $|U| > 1$ В ток экспоненциально возрастал с напряжением. Такая зависимость характерна для туннельного прохождения носителей через барьер, образованный диэлектриком [4]. Реализация прямого туннелирования в исследуемой структуре вполне вероятна, несмотря на относительно большую толщину диэлектрика, поскольку туннельная прозрачность барьера определяется произведением толщины δ и высоты χ туннельного барьера, а последняя вследствие небольшого различия запрещенных зон Si и $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ (1.12 и 1.7 эВ) мала.

Обратная ветвь темновой ВАХ гетероструктуры представлена на рисунке, *в* (кривая 1). Большие значения темнового тока согласуются с малыми значениями высоты барьера ϕ . При больших напряжениях наблюдается насыщение тока, что является следствием реализации режима неравновесного обеднения [2]. Обратные ветви ВАХ освещенной структуры (кривые 2—4) типичны для МТДП структур с внутренним усилением фототока [2], а о величине коэффициента усиления M можно судить по результатам измерения зависимости фототока I_ϕ от мощности излучения P , представленной на рисунке кривой *б*.

Характеристика измерялась при освещении структуры желтым светодиодом на длине волны света 0.56 мкм. Частота модуляции излучения составляла 1 кГц, сопротивление нагрузки 100 Ом, на структуру подавалось напряжение 5 В. Из рисунка видно, что зависимость $I_\phi(P)$ близка к линейной в широком диапазоне освещенностей, а абсолютное значение токовой чувствительности S_I достигает 30 А/Вт, что на 2 порядка превышает значения, характерные для кремниевых фотодиодов без внутреннего усиления фототока.

Следует отметить, что гетероструктура $\text{In}_2\text{O}_3 - \alpha\text{-Si} : \text{H} - \text{Si}$ существенно отличается от ранее исследованных гетероструктур $\text{In}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{Si}$ [5]. Во-первых, даже в условиях, близких к равновесным, протекание тока в ней определяется основными носителями заряда. Это способствует тому, что внутреннее усиление фототока реализуется при значительно меньших уровнях освещения. Кинетика фототока не содержит быстрой составляющей, наблюдаемой в [5] и проявляющейся в виде «ступеньки». Во-вторых, спектральный диапазон фототока гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3 - \alpha\text{-Si} : \text{H} - \text{Si}$ уже, чем у гетероструктур $\text{In}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{Si}$, и находится в области длин волн $0.45 \div 1.1$ мкм. Причина этого, по-видимому, кроется в следующем. Свет с длиной волны короче 0.45 мкм эффективно поглощается в пленке $\alpha\text{-Si} : \text{H}$. При этом фотоносители разделяются полем таким образом, что дырки уходят в In_2O_3 , а электроны — в Si. Такое разделение фотоносителей не может привести к усилению фототока, для реализации которого необходимо накопление фотодырок в приповерхностной области Si [2]. Поэтому даже без учета рекомбинационных потерь ток, вызванный генерацией фотоносителей в $\alpha\text{-Si} : \text{H}$, в M раз меньше, чем ток, возникающий при поглощении света в Si, и при значениях $M \approx 100$ первым можно пренебречь.

Л и т е р а т у р а

[1] Green M. A., Temple V. A. K., Shewchun J. — Sol. St. Electron., 1975, v. 18, N 9, p. 745—752.

[2] Вуль А. Я., Саченко А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1361—1376.

[3] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С., Санин К. В., Саченко А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1444—1450.

[4] Дюк К. Б. — В кн.: Туннельные явления в твердых телах. М., 1973, с. 36—50.

[5] Манассон В. А., Баранюк В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1047—1050.

Институт проблем материаловедения
АН УССР
Черновицкое отделение

Получено 15.07.1987
Принято к печати 8.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В $a\text{-Si} : \text{H}$ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ТОКОВ, ОГРАНИЧЕННЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Греков Е. В., Сухоруков О. Г.

Плотность состояний $g(E)$ в щели подвижности является важной характеристикой аморфного гидрогенизированного кремния ($a\text{-Si} : \text{H}$), определяющей его многие физические свойства. Одним из наиболее прямых методов определения величины $g(E)$ в объеме $a\text{-Si} : \text{H}$ является измерение токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [1-4]. При этом измеряется вольтамперная характеристика (ВАХ) высокоомного слоя (i -слоя) с хорошим инжектирующим контактом. По измеренной ВАХ вычисляется плотность состояний в некотором интервале энергий вблизи равновесного уровня Ферми. В настоящей работе показано, что анализ ВАХ, измеренных при различных температурах, позволяет обнаружить особенности в $g(E)$, расположенные существенно выше уровня Ферми, определить их энергетическое положение и плотность состояний в них.

Рассмотрим структуру $n^+ - i - n^+$, наиболее часто используемую при измерениях ТОПЗ в $a\text{-Si} : \text{H}$. Электроны, инжектируемые в i -слой, захватываются на локализованные состояния в щели подвижности, создавая объемный заряд. В стационарном режиме устанавливается квазиравновесное распределение электронов по энергиям с некоторым квазиуровнем Ферми E_F . При увеличении падения напряжения на i -слое число захваченных электронов возрастает и E_F сдвигается по направлению к зоне проводимости. Пренебрежем изменением положения квазиуровня Ферми по толщине i -слоя [1]. Как будет показано далее, такое приближение является вполне удовлетворительным. Будем полагать также, что плотность локализованных состояний однородна по толщине i -слоя.

Пусть при изменении падения напряжения на i -слое от V_1 до V_2 величина тока изменяется от I_1 до I_2 . При не зависящей от поля подвижности электронов в делокализованных состояниях соответствующее смещение квазиуровня Ферми равно

$$\delta E_F = kT \ln \frac{I_2 V_1}{I_1 V_2}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура. Изменение числа захваченных носителей в единице объема равно

$$\delta N_i = \int_{E_v}^{E_c} g(E) \{f(E_F + \delta E_F, E) - f(E_F, E)\} dE, \quad (2)$$

где E_v , E_c — края подвижности в валентной зоне и зоне проводимости, f — фермиевская функция распределения. Пусть вблизи E_F $g(E)$ изменяется плавно по сравнению с $f(E)$, а при $E = E_1$, такой, что $E_1 - E_F$ составляет несколько kT , существует особенность в $g(E)$, резкая по сравнению с $\exp(E/kT)$. Запишем