УДК 621.383.4:539.293

ЛАВИННЫЕ ФОТОДИОДЫ НА ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ КРЕМНИЙ – ШИРОКОЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Т. М. Бурбаев, В. А. Курбатов

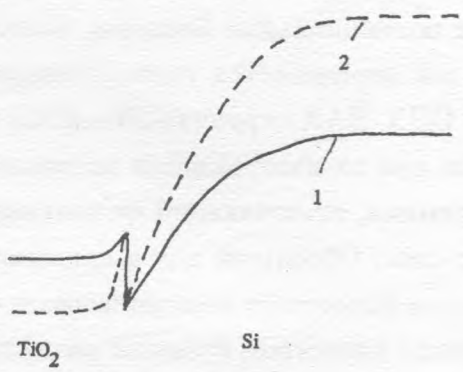
Исследованы характеристики лавинных фотодиодов на гетеропереходах $Si-TiO_2, Si-ZrO_2$ и $Si-SiC$ с высокой концентрацией глубоких примесей в широкозонном полупроводнике. Измерения фоточувствительности и шума испытанных фотодиодов показали, что в отличие от гомопереходных лавинных фотодиодов они позволяют сочетать очень высокие значения коэффициента умножения фототока $M = (4-7)\cdot 10^4$ с невысоким коэффициентом шума $F = 20-30$.

Ранее было показано [1], что использование ударной ионизации в кремнии как механизма усиления фотосигнала в МДП-структурах $Si - SiO_2$ обеспечивает существенное улучшение шумовых характеристик процесса усиления фототока по сравнению со свойствами лавинных гомопереходных фотодиодов из кремния. Это связано с накоплением заряда на границе раздела полупроводник-диэлектрик, которое приводит к самогашению локальных микропробоев и к некоторому выравниванию амплитудного распределения одноэлектронных импульсов. В этом случае реализуются очень высокие значения коэффициента усиления $M \approx 10^5$ в сочетании с невысоким коэффициентом шума $F < 10$. Фотодетектор работает при этом не в лавинном режиме, который подразумевает самозатухающий процесс размножения носителей за счет ударной ионизации, а в режиме пробоя с самогашением, которое осуществляется локально для каждого из одноэлектронных процессов. Основным недостатком лавинных МДП-структур является необходимость импульсного режима работы, так как в стационарном режиме внешнее напряжение приложено в основном к диэлектрическому слою.

Такая ситуация кажется неизбежной и для гетероструктур кремний – широкозонный полупроводник, однако оказалось, что гетеропереходы со слабопроводящими широкозонными слоями на кремнии, такие как $Si - SiC$ [2], $Si - TiO_2$, $Si - HfO_2$, $Si - ZrO_2$ [3]

проявляют свойства, сходные со свойствами МДП-структур $Si - SiO_2$, работая в непрерывном режиме. Напряжение, подаваемое на структуру, прикладывается практически полностью к кремнию, несмотря на то, что его сопротивление на несколько порядков меньше сопротивления широкозонного полупроводника. Причина такого поведения гетероструктур до настоящего времени не обсуждалась.

Мы исследовали электрические и фотоприемные характеристики перечисленных выше гетероструктур. Пленки окислов переходных металлов были нанесены на кремний p-типа золь-гель методом с последующим отжигом при относительно невысокой температуре $400°C$. При таком способе получения окисла последний оказывается обогащен вакансиями кислорода, которые играют роль глубоких донорных примесей [4], а концентрация свободных электронов намного меньше концентрации вакансий, которая в стационарном режиме определяет ширину области пространственного заряда в окисле. При достаточно высокой концентрации вакансий, $10^{19} - 10^{20}$ $см^{-3}$, область пространственного заряда (ОПЗ) в окисле становится туннельно прозрачной для электронов и потенциальный барьер, который, как правило, возникает между широкозонным полупроводником и кремнием, проявляет себя лишь при малых напряжениях.



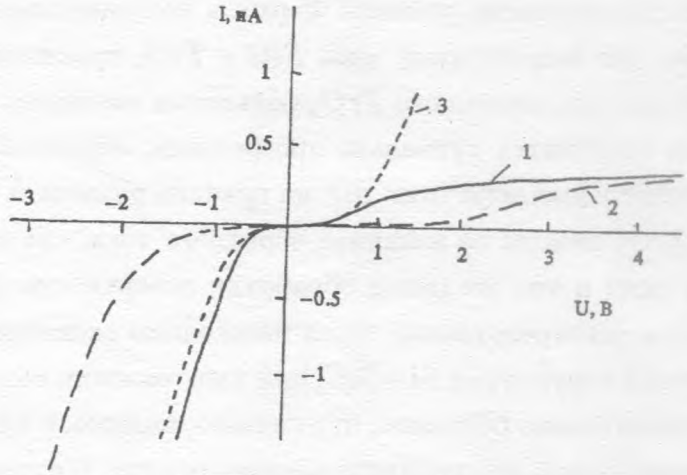


Рис. 1. *Край зоны проводимости гетероструктур p-Si – TiO_2 при отсутствии напряжения (1) и при обратном смещении (2).*

Рис. 2. *Вольт-амперные характеристики гетероструктур $Si - TiO_2$(1), $Si - ZrO_2$(2) и $Si - SiC$(3).*

На рис. 1 изображен край зоны проводимости гетероперехода $TiO_2 - Si$ при нулевом смещении и при обратном смещении такой величины, при которой барьер становится туннельно прозрачным. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) гетеропереходов показали, что напряжение, при котором начинается лавинное размножение в кремнии, практически не зависит от материала и толщины широкозонного слоя. Это говорит о том, что ОПЗ в широкозонном слое много меньше, чем в кремнии, т.е. концентрация примесей в нем много больше, чем в кремнии, где она составляла $1,5 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$.

На рис. 2 показан начальный участок ВАХ нескольких гетероструктур с различными типами широкозонного слоя. Видно, что как при прямом, так и при обратном смещении, начальный участок ВАХ определяется наличием потенциального барьера. При прямом смещении (на рис. 2 слева от оси ординат), когда отрицательная полярность внешнего напряжения подана на металлический электрод на широкозонном слое, величину тока определяет главным образом барьер Шоттки между широкозонным слоем и металлическим электродом. При достаточном напряжении барьер Шоттки становится туннельно прозрачным для электронов. При малых обратных смещениях ток ограничен барьером гетероперехода. Как следует из начального участка ВАХ, величины барьеров в структурах $Si - SiC$ и $Si - TiO_2$ оказались сходными. Хотя высота барьера определяется положениями уровней Ферми в полупроводниках и работами выхода, отметим все же, что запрещенные зоны SiC и TiO_2 практически равны по величине (≈ 3 $эВ$). Для более широкозонного ZrO_2 бóльшими оказались и потенциальные барьеры. Когда барьер становится туннельно прозрачным, обратный ток определяется темпом генерации электронно-дырочных пар на границе раздела и в ОПЗ. ВАХ структур $Si - TiO_2$ и $Si - ZrO_2$ сходны по величине обратного тока, так как при их изготовлении использовался один и тот же метод обработки поверхности кремния, включающий фотоотжиг кремния непосредственно перед нанесением оксидного слоя. Обратный ток в испытанных нами структурах $Si - SiC$, при изготовлении которых фотоотжиг не использовался, был значительно бóльшим, что связано, видимо, с худшим качеством границы раздела. Генерационный ток границы раздела должен усиливаться, однако значительно слабее, чем фототок или ток генерации в ОПЗ, т.к. с поверхности раздела в кремний инжектируются дырки, имеющие в кремнии меньший, чем электроны, коэффициент ударной ионизации и которые движутся, к тому же, в направлении, противоположном градиенту электрического поля. Усиливаемая часть генерационного тока, i_0, и определяет в конечном счете пороговые характеристики фотодетектора. Найденные по измерениям ВАХ и M в области $M \gg 1$ значения i_0 для структур $Si - TiO_2$ и $Si - SiC$ оказались

близкими: $(1-2)\cdot 10^{-11}\,A$ при площадке $0,8\,мм^2$ для $Si-TiO_2$ и $\approx 3\cdot 10^{-11}\,A$ при площадке $0,5\,мм^2$ для $Si-SiC$. Это говорит о том, что основная часть темнового тока, измеренного при $M=1$, не связана с генерацией в ОПЗ и не усиливается.

Техника испытаний гетероструктур была сходной с использованной в работе [1] с тем отличием, что измерения шума проводились при постоянной подсветке образца и с помощью квадратичного детектора, а малый импульсный фотосигнал (в пределах линейности фотоответа) использовался только для определения коэффициента умножения.

Из структур с окислами наилучшие результаты по пороговым характеристикам и их стабильности показали гетеропереходы $Si-TiO_2$. Для лучших из них измеренные значения M достигали $\approx 7\cdot 10^4$ при коэффициенте шума $F\approx 30$. Для гетероструктур $Si-SiC$ достигались значения $M\approx 4\cdot 10^4$ при $F\approx 20$. При столь высоких M шум фотоприемного устройства полностью определяется шумом фотодетектора, и пороговую мощность можно вычислить по простой формуле:

$$P_{min}=\frac{\sqrt{F2ei_0}}{S_I}=\frac{h\nu}{\eta}\sqrt{\frac{2Fi_0}{e}},$$

где $S_I=\eta e/h\nu$ – токовая чувствительность фотодетектора при $M=1,\eta$ – квантовая эффективность фотодетектора, e – заряд электрона, $h\nu$ – энергия кванта излучения. Величина S_I зависит от степени прозрачности металлического электрода на слое широкозонного полупроводника, который является приемной площадкой фотодетектора. Измеренная величина S_I составляла $\approx 0,2\,A/Bm$, чему соответствует $\eta=0,35$. Величина P_{min} для структур $Si-TiO_2$ оказалась равной $5,3\cdot 10^{-14}\,Bm/Гц^{1/2}$. Для гетероструктур $Si-SiC\,P_{min}=6,7\cdot 10^{-14}\,Bm/Гц^{1/2}$.

Эти результаты – невысокая величина коэффициента шума при очень высоком коэффициенте умножения – сходны с теми, что получены в импульсном режиме на МДП-структурах $Si-SiO_2$ [1]. Высокие величины M говорят о том, что мы имеем дело с микропробоями, а относительно небольшая величина F – что самогашение микропробоев осуществляется на уровне одноэлектронных процессов. Механизмом, который ограничивает развитие процесса пробоя и обеспечивает самогашение, может служить накопление заряда в прилегающей к кремнию области широкозонного полупроводника. Пока нет генерации, поле в объеме широкозонного полупроводника равно нулю. Поле в широкозонном слое появляется в результате инжекции электронов из кремния. Рассасывание объемного заряда при отсутствии внешнего поля происходит за время максвелловской релаксации τ_M, которое для использованных широкозонных полупроводников много больше времени нарастания-спада процесса пробоя. Проведенные нами

измерения показали, что резкий спад АЧХ шума наступает на частотах выше 500 *МГц*. Это дает характерную величину времени процесса размножения $\approx 10^{-9}$ *с*. Время максвелловской релаксации в широкозонном полупроводнике значительно больше, в нашем случае $\tau_M = 10^{-4} - 10^{-5}$ *с*. Зарядовый механизм ограничения лавинного процесса может иметь место, если в широкозонном полупроводнике отсутствует постоянное тянущее поле, либо оно невелико, и время пролета не короче, чем τ_M.

Инжекция электронов в широкозонный полупроводник приводит к частичной перезарядке примесных центров в приграничной к кремнию области. В стационарном режиме степень перезарядки, которая определяет величину постоянного тянущего поля, зависит от величины постоянного тока через структуру. Если постоянное поле в широкозонном слое достаточно велико, так что время пролета короче максвелловского, то зарядовый механизм ограничения пробоя не работает, но при достаточно высоком сопротивлении широкозонного слоя может реализоваться механизм токового ограничения – развитие пробоя приводит к снижению поля в ОПЗ за счет падения напряжения на широкозонном слое [2].

Найти постоянное падение напряжения на высокоомном слое можно, используя постоянную подсветку образца. Если подсветка приводит к снижению коэффициента умножения, это означает, что происходит уменьшение поля в кремнии и, следовательно, увеличивается напряжение на слое широкозонного полупроводника. Это вызвано частичной перезарядкой глубоких примесных центров в ОПЗ в результате увеличения средней величины тока инжекции. Повышением общего напряжения на структуре можно восстановить первоначальный коэффициент умножения и по приращениям напряжения и тока определить сопротивление широкозонного слоя. Для испытанных нами образцов оно составляло $10^5 - 10^6$ *Ом*. Падение напряжения на широкозонном полупроводнике в рабочем режиме не превышало 1 *В*, но даже при этом небольшом напряжении оценка времени пролета дает значение $\approx 10^{-10}$ *с*, что короче времени отклика фотодетектора. Это говорит в пользу токового механизма ограничения процесса пробоя.

Полученные результаты показывают, что лавинные гетероструктуры кремний – широкозонный полупроводник с высокой концентрацией глубоких примесей имеют существенно лучшие характеристики, чем гомопереходные лавинные фотодиоды, и являются перспективным объектом исследований и разработок.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Бурбаев Т. М., Кравченко В. В., Курбатов В. А.,

Шубин В. Э., Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 19 (1990).

[2] Гасанов А. Г., Головин В. М., Садыгов З. Я., Юсипов Н. Ю., Письма в ЖТФ, **14**, 706 (1988).

[3] Бурбаев Т. М., Калюжная Г. А., Курбатов В. А., Леонов А. В., Осина Т. И., Сентюрина Н. Н., Плотников А. Ф., Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 6 (1990).

[4] Cronemeyer D. C., Phys. Rev., **87**, 876 (1952).

Поступила в редакцию 20 сентября 1994 г.