

УДК 621.382.13

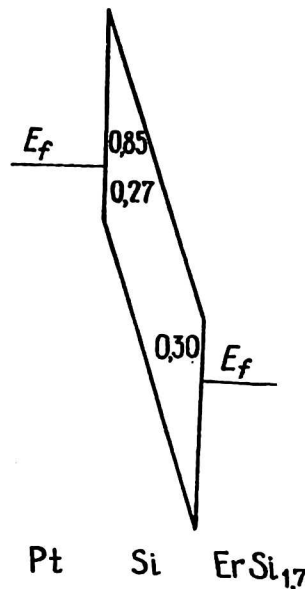
УСИЛЕНИЕ В СТРУКТУРЕ М-S-M

П. С. Серебrennikov

Государственное унитарное предприятие «НПО "Орион"», Москва, Россия

Проанализирована возможность увеличения квантового выхода на порядок и больше в структуре металл-полупроводник-металл за счет лавинного умножения фотогенерированных носителей в слое полупроводника при одновременном подавлении туннельного тока путем оптимального выбора толщины полупроводника.

Структуры металл-полупроводник-металл (М-S-M) отличаются простотой, технологичностью в изготовлении, а, следовательно, надежностью, большим процентом выхода и дешевизной. Очень перспективными, в частности, представляются М-S-M структуры в виде двух встречно-включенных диодов Шоттки, образующихся при нанесении металлических покрытий по обе стороны тонкой пленки полупроводника [1, 2] (см. рисунок).



Структура Pt/Si/ErSi_{1,7} при приложенном напряжении (минус на Pt, плюс на силициде)

Поглощение в этой структуре происходит в основном в слое Pt. Интересной особенностью этой структуры является изменение потенциального барьера для фотогенерированных носителей при приложении напряжения к структуре. При приложении минуса к силициду эрбия потенциальный барьер для фотодырок, движущихся от Pt к ErSi_{1,7}, уменьшается. Таким образом, можно легко сдвинуть граничную длину волны с 1,4 мкм до свыше 5 мкм при приложении нескольких десятых Вольта. Фотодырки в слое Si движутся против поля, поэтому испускание дырками оптических фононов резко уменьшает вероятность преодоления дырками потенциального барьера, а, соответственно, уменьшается и квантовый выход. Поскольку длина свободного пробега дырки при рассеянии на оптических фононах около 5 нм [3], толщина слоя кремния должна быть весьма малой для получения заметного квантового выхода. При эксперименте [2] получен квантовый выход $\approx 5\%$ на длине волны 1,2 мкм. Небольшой квантовый выход характерен для приемников на внутренней фотоэмиссии и является основным их недостатком.

Для увеличения квантового выхода может быть использовано лавинное умножение в структуре М-S-M. Рассмотрим эту возможность на примере той же системы Pt/Si/ErSi_{1,7}. Приложим достаточно сильное поле к структуре М-S-M (минус на Pt, плюс на силициде). Фотовозбужденные электроны с энергией,

достаточной для преодоления потенциального барьера, переходят из Pt в Si, и здесь происходит лавинное размножение носителей в сильном поле. Потенциальный барьер для фотодырок из Pt оказывается очень большим (он увеличивается на величину приложенного к структуре напряжения).

При приложении сильного поля к Si начинается, вообще говоря, туннельный ток электронов из Pt в Si через потенциальный барьер. Это означает увеличение темнового тока, что сильно ухудшает свойства структуры как фотоприемника. Как показывает дальнейший расчет, обоснованный выбор толщины слоя полупроводника позволяет для ряда структур M-S-M подавить туннельный ток через барьер, получая вместе с тем значительный коэффициент умножения. Увеличение толщины полупроводника приводит к уменьшению необходимой напряженности электрического поля для получения заданного коэффициента умножения M . Поскольку вероятность туннельного просачивания через барьер сильно зависит от величины электрического поля, увеличение толщины слоя полупроводника приводит к уменьшению туннельного тока для заданной величины M .

В пренебрежении эффектом Шоттки будем считать поле в полупроводнике однородным. Для коэффициента умножения M имеем следующую формулу [3]

$$\left(1 - \frac{1}{M}\right) = \frac{\alpha_n}{\alpha_n - \alpha_p} \left(1 - e^{-(\alpha_n - \alpha_p)W}\right),$$

здесь W — толщина слоя полупроводника;

α_n, α_p — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, соответственно.

Зависимость от поля коэффициентов α_n, α_p в случае Si, Ge дается формулой $\alpha = Ae^{-b/E}$ [3]. Для кремния коэффициенты A и b равны соответственно $3,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $1,75 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для электронов и $2,25 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, $3,26 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ для дырок. Подставляя выражения для коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок и численно решая полученное уравнение относительно напряженности электрического поля, получаем величину поля для заданных значений коэффициента умножения M и толщины слоя полупроводника W .

Результаты расчета напряженности электрического поля в полупроводнике толщиной W при заданном коэффициенте умножения M представлены в табл. 1 (для получения напряженности поля необходимо умножить приведенное число на 10^6 В/см).

Таблица 1

Коэффициент умножения	Толщина слоя полупроводника, нм				
	50	100	200	2000	4000
10	0,627	0,5268	0,45	0,2968	0,267
20	0,639	0,538	0,46	0,306	0,276
50	0,646	0,5446	0,468	0,313	0,2283

Из табл. 1 видно, что для данного коэффициента умножения изменение толщины слоя от 50 до 4000 нм уменьшает величину необходимого поля более чем в два раза. Поскольку вероятность туннельного просачивания очень

сильно зависит от величины напряженности поля, видно, что действительно можно подавлять туннельный ток, подбирая толщину слоя полупроводника. Для получения численных оценок выпишем явную вероятность туннельного просачивания в однородном поле и посмотрим, как меняется эта вероятность с изменением W для заданной величины коэффициента лавинного умножения M . Вероятность туннельного просачивания дается формулой

$$D = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}E_G^{3/2}}{3qbE}\right),$$

здесь q — заряд электрона; E_G — высота барьера.

Очень сложным является вопрос о величине массы m , которую необходимо подставлять в эту формулу. Здесь происходит туннелирование не свободного электрона, а туннельное просачивание между двумя квазичастичными состояниями. Вопрос о величине массы, фигурирующей в формуле для D , сводится по существу к точному решению задачи о туннельном эффекте между двумя квазичастичными состояниями. Для оценки положим m равной поперечной эффективной массе электрона $0,19 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Поскольку D уменьшается с увеличением m , большую вероятность будет иметь туннелирование в состоянии с меньшей эффективной массой, почему и принято равной m_{\perp} . Записывая

$$D = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}E_G^{3/2}}{3qbE}\right) \equiv \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right) \equiv 10^{-A} \quad (1)$$

для величины E_G (при $E_G = 0,85$ эВ для Pt/Si, $m = m_{\perp} = 0,19 m_0$), получаем $E_0 = 2,46 \cdot 10^7$ В/см.

Величина A , приложенное напряжение $V = EW$ (В) в полупроводнике толщиной W при заданном коэффициенте умножения M представлены в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициент умножения	Толщина слоя полупроводника, нм									
	50		100		200		2000		4000	
	A	V	A	V	A	V	A	V	A	V
20	16,7	3,2	19,8	5,38	23,2	9,2	34,9	61,2	38,7	110,4
50	16,5	3,23	19,6	5,44	22,8	9,36	34,1	62,6	37,7	113,2

Из табл. 2 видно, что туннельная вероятность и, следовательно, темновой туннельный ток меняются на много порядков при изменении толщины полупроводника для заданного коэффициента умножения M . Например, при $M=20$, изменяя толщину кремния от 50 до 4000 нм, можно уменьшить туннельный ток на 22 порядка. Следует подчеркнуть, что изменение туннельной вероятности D сильно зависит от величины параметра E_0 , фигурирующего в формуле туннельной вероятности D . Нетрудно получить, что изменение по-

казателя A в туннельной вероятности D (1) в зависимости от толщины слоя полупроводника дается выражением

$$\Delta A = 0,434E_0 \left(\frac{1}{E(M, W_1)} - \frac{1}{E(M, W_2)} \right),$$

здесь $E(M, W_1)$ — напряженность электрического поля в полупроводнике, при которой лавинное умножение равно M при толщине проводника W_1 . Эти величины даются в табл. 1, $0,434 \cong \log_{10} e$.

Величина $E_0 = \frac{4\sqrt{2m}E_G^{3/2}}{3qb}$ зависит прежде всего от высоты барьера E_G .

В табл. 2 было приведено изменение туннельной вероятности для величины барьера 0,85 эВ, характерного для границы платина — кремний. При меньших барьерах параметр E_0 меньше, и изменение туннельной вероятности с W в связи с зависимостью от W напряженности поля E для данного значения M будет меньше.

При $E_G = 0,52$ эВ (что характерно для Ti_2Si/Si) изменение туннельной вероятности будет на 10,5 порядков, т. е. $\Delta A = 10,5$ при изменении W от 50 до 4000 нм ($M=20$). В случае $E_G = 0,2$ эВ ($PtSi/Si$) для того же значения лавинного умножения $M=20$ и при изменении W от 50 до 4000 нм, изменение вероятности туннельного просачивания будет уже всего на 2,5 порядка ($\Delta A = 2,5$).

Из последних примеров следует, что рассматриваемый механизм увеличения квантового выхода Шотки диода при данном полупроводнике (в нашем случае Si) можно использовать лишь до определенных величин барьеров E_G (или иначе до определенных значений $\lambda_{гр}$). Для перехода к более длинноволновым приемникам (малым E_G) необходимо брать более узкозонный полупроводник. В более узкозонном полупроводнике поля, при которых достигается заданное умножение, будет меньше.

Подчеркнем, в заключение, что технология изготовления предлагаемой М-С-М структуры для увеличения квантового выхода внутреннего фотоэффекта практически не намного сложнее технологии изготовления обычного Шотки-диода. Нет необходимости в сильном легировании для получения лавинного p - n -перехода. Отсутствие легирования и связанного с ним неоднородного распределения примесей, а, следовательно локальных неоднородностей поля, позволяет надеяться, что в рассматриваемой структуре не будет такого неприятного явления как микроплазменный пробой, характерный для лавинных p - n -переходов.

Л и т е р а т у р а

1. Arnaud d'Avitaya F., Badoz P.-A., Campidelli Y., Chroboczek J. A., Duboz J.-Y., Perio A. Growth, characterization and electrical properties of epitaxial erbium silicide//Thin solid films, 1990. V. 184. P. 283—293.
2. Pahun L., Campidelli Y., Arnaud d'Avitaya F., Badoz P.-A. Infrared response of Pt/Si/ErSi_{1,7} heterostructure: Tunable internal photoemission sensor//Appl. Phys. Letters, 1992. V. 60. № 10. P. 1166—1168.
3. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1973.

AMPLIFICATION IN M-S-M STRUCTURE

P. S. Serebrennikov

State Unitary Enterprise «RD&P Centre "ORION», Moscow, Russia

Possibiliti of quantum yield increasing by order and more in M-S-M structure by avalanche multiplication of photogenerated carriers in semiconductor layer is analysed. It is shown that simultaneously one can get depression of tunnel current by means of semiconductor layer width optimal choice.