

УДК 621.315.592

Ф. П. КОРШУНОВ, Н. Е. ЖДАНОВИЧ, В. А. ГУРИНОВИЧ

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЕМКОСТЬ ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ *p-n*-ПЕРЕХОДОВ В РЕЖИМЕ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

(Поступила в редакцию 06.06.2014)

В настоящее время имеется ряд публикаций, в которых исследуется такое физическое явление, как отрицательная емкость. К примеру, отрицательная емкость наблюдалась в полупроводниковых приборах с *p-n*-переходами, диодах Шоттки, приборах с переходами металл–изолятор–металл, транзисторах MESFET и т. д. [1–5]. Также в литературе рассматриваются различные физические механизмы, которые обуславливают природу указанного явления, при этом пока отсутствуют точные модели, описывающие его природу. В работе [2] предполагается, что в диодах с *p-n*-переходом эффект отрицательной емкости обусловлен модуляцией проводимости базы неосновными носителями при больших амплитудах переменного тока. В работе [6] установлено, что емкость прямосмещенных диффузионных кремниевых диодов в основном определяется подвижными носителями заряда в области *p-n*-перехода и при измерении на малом переменном сигнале большой частоты наблюдается резкое изменение знака реактивной составляющей. Исследование импеданса диода, проведенное в работе [7], обнаружило зависимость его вещественной и мнимой частей как от постоянной составляющей тока через *p-n*-переход, так и от частоты сигнала. Отрицательная емкость наблюдалась в кремниевых фотодиодах, облученных нейтронами [8]. В работе [9] показано, что эффект отрицательной емкости также может наблюдаться в содержащих точечные дефекты и их комплексы барьерных структурах с *p-n*-переходом. В этой публикации высказано предположение, что отрицательная емкость определяется центрами прилипания, которые удерживают носители заряда в течение времени порядка полупериода измерительного сигнала.

Цель данной работы заключалась в исследовании влияния радиационных дефектов (РД) на импеданс обратносмещенных кремниевых *p-n*-переходов в режиме лавинного пробоя.

Исследования проводились на структурах серийных стабилитронов Д817, изготовленных по стандартной диффузионно-сплавной технологии. Исследуемые образцы изготавливались из Si типа БКЭФ с удельным сопротивлением 0,5 Ом·см. Удельное сопротивление пластины *p*-типа (легированной бором) составляло 0,015 Ом·см. Сплавление пластин *p*- и *n*-типа осуществлялось посредством силумина в вакууме (10^{-5} мм рт. ст.), после чего методом зонной перекристаллизации градиентом температуры слой эвтектики отводился в *p*-область с одновременной разгонкой Al в *n*-область.

Омические контакты создавались на основе Ni по стандартной технологии. Площадь структур была около 0,04 см². Напряжение лавинного пробоя исходных *p-n*-переходов составляло 90–100 В при температуре измерения 300 К.

Облучение образцов проводилось на электронном ускорителе при комнатной температуре электронами с энергией 4 МэВ. Режим облучения – импульсный, частота повторения импульсов – 200 Гц, длительность импульса – 5 мкс, плотность потока электронов в импульсе – $2 \cdot 10^{15}$ см⁻²·с⁻¹, флюенс облучения составил $\Phi = 1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{17}$ см⁻².

Измерения емкости и проводимости проводились на частоте 1 МГц на измерителе LCR E7-12 по параллельной схеме замещения при низком уровне измерительного сигнала (25 мВ).

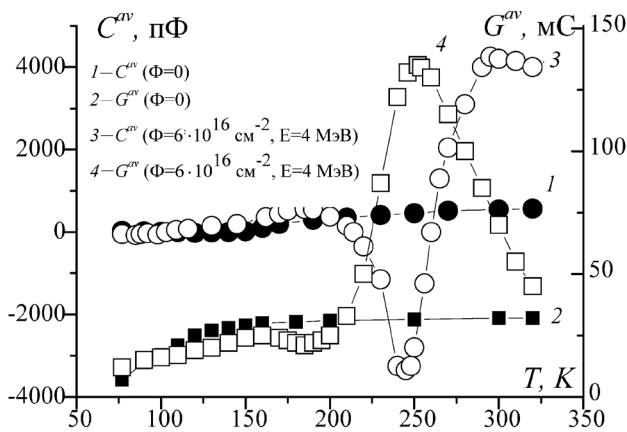


Рис. 1. Температурные зависимости емкости C^{av} (кривые 1, 3) и проводимости G^{av} (кривые 2, 4) структуры стабилитрона Д817, измеренные в режиме пробоя при токе пробоя 5 мА: 1, 2 – до облучения; 3, 4 – после облучения электронами с энергией 4 МэВ флюенсом $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

На рис. 1 приведены температурные зависимости емкости C^{av} и проводимости G^{av} исследуемой структуры в режиме лавинного пробоя до облучения (кривые 1, 2) и облученной электронами с энергией 4 МэВ флюенсом $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кривые 3, 4). Как видим, до облучения зависимости емкости и проводимости от температуры имеют монотонный характер, после облучения на зависимости $G^{av}(T)$ наблюдается максимум проводимости при температуре порядка 250 К, а на зависимости $C^{av}(T)$ имеет место немонотонное изменение емкости, причем вначале емкость падает до минимума при температуре порядка 245 К, меняя при этом знак, и на зависимости появляется участок с отрицательными значениями (что можно проинтерпретировать как появление в эквивалентной схеме индуктивности). Затем, с ростом температуры, на зависимости $C^{av}(T)$ снова появляется участок положительной емкости с максимумом при температуре порядка 295 К. При этом при комнатной температуре мы имеем следующее соотношение значений емкости:

- барьерная емкость при напряжении вблизи напряжения пробоя – 60 пФ (примерно одинакова для облученного и необлученного образцов, так как концентрация глубоких уровней в области структуры вблизи границы обедненной области при напряжении пробоя составляла порядка $5 \div 10\%$ от концентрации легирующей примеси);
- емкость необлученной структуры при токе пробоя 5 мА имела значение порядка 600 пФ;
- емкость облученной структуры при том же токе пробоя имела значение порядка 4000 пФ.

На рис. 2 приведены зависимости емкости в режиме пробоя C^{av} от тока пробоя I_R . Кривая 1 $C^{av0}(I_R)$ получена для необлученного стабилитрона. Кривая 2 отображает зависимость $[(C_{\max}^{avR} - C^{av0})(I_R)]$ – разность между значением емкости в максимуме ($T = 295 \text{ К}$, см. кривую 3 на рис. 1 для $I_R = 5 \text{ мА}$) на зависимости $C^{avR}(T)$ и значением емкости в пробое необлученного образца при том же значении тока пробоя в той же температурной точке). Кривая 3 отображает зависимость $[(C_{\min}^{avR} - C^{av0})(I_R)]$ – сумма значения емкости в минимуме облученного энергией 4 МэВ флюенсом $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ образца ($T = 245 \text{ К}$, см. кривую 3 на рис. 1 для $I_R = 5 \text{ мА}$) на зависимости $C^{avR}(T)$ и значения емкости в пробое необлученного образца при том же значении тока пробоя в той же температурной точке.

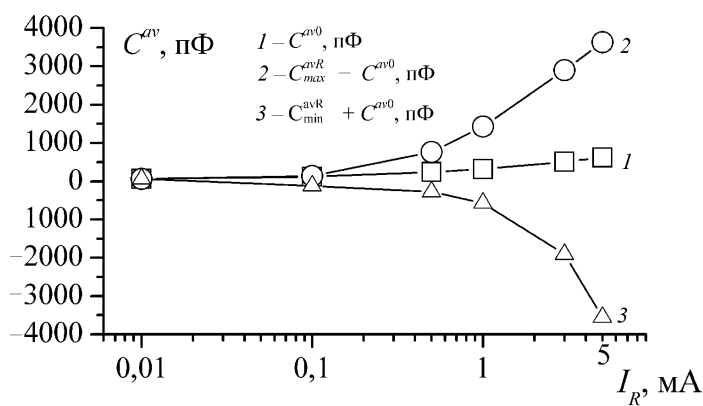


Рис. 2. Зависимость емкости в режиме пробоя C^{av} от тока пробоя I_R : 1 – $C^{av0}(I_R) - \Phi = 0$; 2 – $(C_{\max}^{avR} - C^{av0})(I_R)$; 3 – $(C_{\min}^{avR} + C^{av0})(I_R)$

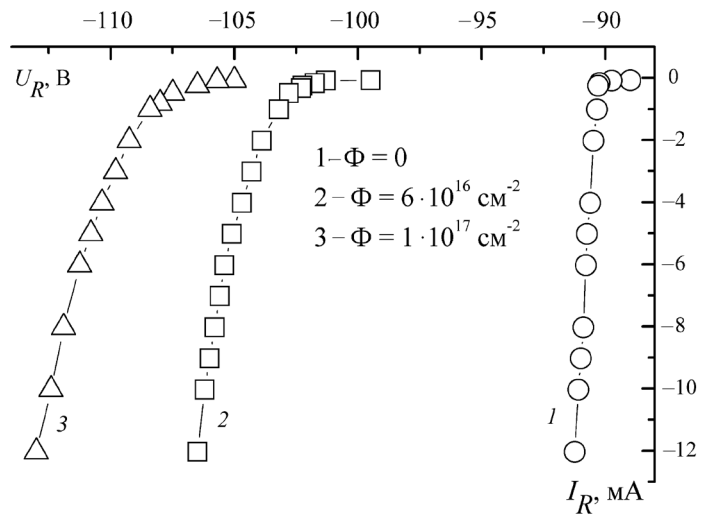


Рис. 3. ВАХ образца после облучения различными флюенсами электронов: 1 – $\Phi = 0$; 2 – $\Phi = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; 3 – $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Как видно из рис. 2, с ростом тока пробоя I_R в диапазоне токов 0,01–5 мА (получить данные в области токов пробоя превышающих 5 мА для образцов с таким напряжением пробоя не удалось из-за конструктивных ограничений измерителя LCR E7-12) наблюдается увеличение разности между емкостью в минимуме и максимуме в режиме пробоя облученного образца и величиной для такого же значения тока в той же температурной точке необлученного образца. Причем эти значения практически совпадают по величине, что свидетельствует об одинаковом вкладе в отрицательную и положительную емкости составляющей, обусловленном введением в структуру прибора радиационных дефектов.

На рис. 3 приведены обратные вольтамперные характеристики (ВАХ) исследуемых диодов, которые облучены различными флюенсами электронов, измеренные при комнатной температуре.

Как видно из рис. 3, характер изменений ВАХ в предпробойной области существенно отличается от области пробоя. Для первой области наблюдается лишь некоторое увеличение обратного тока, а для второй – смещение в область больших напряжений с одновременным увеличением наклона. При этом рост дифференциального сопротивления особенно заметно проявляется в начальной области пробоя (так называемое «смягчение» обратной ВАХ в результате облучения [10]). Что же касается ее смещения вдоль оси напряжений, то это вызвано ростом напряжения пробоя с увеличением дозы облучения.

На рис. 4 приведена зависимость относительного изменения градиента концентрации примеси a при облучении, измеренная при комнатной температуре. Значения a определялись из вольт-фарадных зависимостей $C^{-3}(U)$, измеренных на частоте $f = 10 \text{ кГц}$, которые при всех значениях Φ хорошо аппроксимируются прямыми в диапазоне изменения обратного смещения вплоть до значений, близких к пробивным, что говорит о сохранении плавности p - n -перехода при комнатной температуре во всем диапазоне доз облучения. Как видим, с ростом Φ a уменьшается за счет

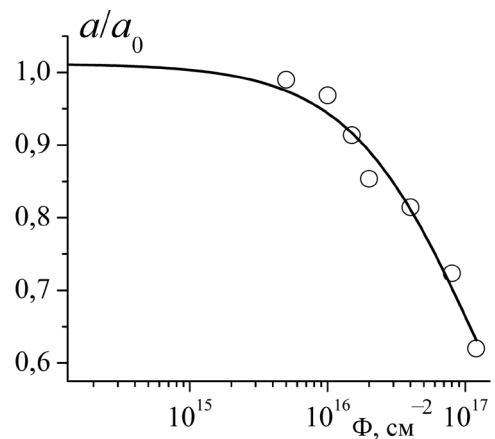


Рис. 4. Относительные изменения градиента концентрации примеси a при электронном облучении

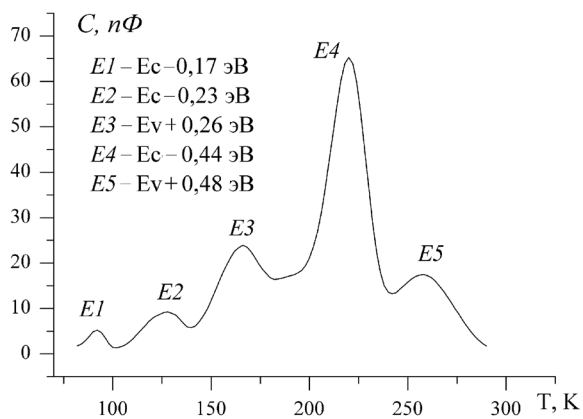


Рис. 5. DLTS-спектр исследуемой структуры; частота измерительного сигнала составляет 1 МГц, постоянная времени измерения равна 10,5 мс, $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

компенсации легирующей примеси введенными при облучении радиационными дефектами. При этом его можно достаточно близко аппроксимировать экспоненциальной зависимостью (сплошная линия на рис. 4).

На рис. 5 представлен DLTS-спектр исследуемого образца, облученного флюенсом электронов $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Видно, что данный спектр содержит пять характерных максимумов $E1 \div E5$. Они соответствуют перезарядке глубоких уровней (ГУ) основных радиационных дефектов (РД), вводимых облучением в n - и p -области p - n -перехода, поскольку данные стабилитроны имеют плавный p - n -переход. Наибольшей скоростью введения обладает дефект, ответственный за пик $E4$, о чем свидетельствует его доминирующая величина по сравнению с остальными максимумами. Энергетическое положение ГУ этого дефекта, определяемое из кривых Аррениуса, равно $E_c - 0,44 \text{ эВ}$. Это неплохо согласуется с данными для комплекса V - P (E -центр). Пик $E5$ соответствует самому глубокому уровню с $E_v + 0,48 \text{ эВ}$ комплекса V - Al . Пик $E1$ дает уровень $E_c - 0,17 \text{ эВ}$, который может принадлежать комплексам V - O и C_i - C_s . Его незначительная величина свидетельствует об относительно небольшой скорости введения указанных РД. Пик $E3$ дает уровень с $E_v + 0,26 \text{ эВ}$, а $E2$ - с $E_c - 0,23 \text{ эВ}$. Слабая выраженность этих максимумов указывает на то, что каждый из них может быть обусловлен перезарядкой близко расположенных в запрещенной зоне Si уровней. Последние могут принадлежать комплексам $V2$, Al_i , $Al_i Al_s$ и др. При этом основной вклад в максимум $E3$, видимо, дает комплекс междуузельного алюминия.

Анализ приведенных на рис. 1-5 данных позволяет предположить, что рост емкости необлученного образца в режиме пробоя в диапазоне токов пробоя 0,01-5 мА в сравнении со значением барьерной емкости до пробоя обусловлен свободными электронами и дырками, генерируемыми в области ударной ионизации (умножения), где их заряды компенсируют друг друга, которые затем «растаскиваются» полем в противоположные стороны и образуют заряды разного знака на границах области умножения по обеим сторонам p - n -перехода [11]. Увеличение амплитуды емкости обоих знаков в пробое для облученных образцов обусловлено, по-видимому, необходимостью увеличения заряда свободных носителей на границе зоны умножения из-за «захвата» части заряда дрейфующих в электрическом поле свободных носителей на уровни РД во всей области ОПЗ. Также можно предположить, что процессы перезарядки глубоких уровней РД на высоких частотах (1 МГц) приводят к модуляции напряженности электрического поля в области умножения и смещению границ области умножения в сторону p - n -перехода, что также способствует росту значений емкости в режиме пробоя после облучения. При этом измерения в стационарном режиме (см. рис. 3) и на низких частотах (см. рис. 4) при комнатной температуре свидетельствуют об удалении границы ОПЗ от p - n -перехода в результате компенсации неподвижного заряда ионизированной легирующей примеси зарядом противоположного знака радиационных дефектов. Однако эти данные носят интегральный характер, распространяющийся на всю область ОПЗ, в то время как соотношение заряда РД и скомпенсированного заряда легирующих примесей будет максимальным вблизи p - n -перехода и РД могут, по-видимому, существенно влиять на высокочастотную емкость и проводимость уже при незначительной компенсации усредненного по всей области ОПЗ заряда.

Появление на зависимости $C^{av}(T)$ по мере роста температуры участка отрицательной емкости обусловлено, по всей видимости, тем, что вначале процесс перезарядки уровней РД запаздывает по отношению к прилагаемому высокочастотному синусоидальному измерительному сигналу, что объясняется эффектом прилипания на ГУ (максимум значения отрицательной емкости наблюдается, вероятно, когда время пребывания захваченных на акцепторный уровень носителей равно полупериоду измерительного сигнала) с последующим изменением знака реактивной составляющей по мере увеличения коэффициента термополевой эмиссии с ростом температуры. При этом наблюдаемые на рис. 1 зависимости емкости и проводимости определяются, в основном, доминирующим в *DLTS*-спектре уровнем *E*-центра (*E4*) (см. рис. 5). Однако несимметричная форма зависимостей и широкий диапазон температур, в котором проявляется этот эффект, указывают на то, что определенный вклад также вносят уровни *E3* и *E5*.

Более детальное описание данного эффекта требует проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Таким образом, в данной работе проведены исследования импеданса кремниевых *p-n*-переходов в режиме лавинного пробоя и впервые показано появление, после облучения высокоэнергетическими электронами, участка отрицательной емкости и максимума проводимости на температурных зависимостях высокочастотной емкости и проводимости.

Литература

1. Werner J., Levi A. F. J., Tung R. T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60 (1). P. 53–56.
2. Ershov M., Liu H. C., Li L. et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 1998. Vol. 45 (10). P. 2196–2206.
3. Beale M., Mackay P. // Phil. Mag. B. 1992. Vol. 65 (1). P. 47–64.
4. Omura I., Ohashi H., Fichtner W. // IEEE Electron Dev. Lett. 1997. Vol. 18 (12). P. 622–624.
5. Noguchi T., Kitagawa M., Taniguchi I. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. Vol. 19 (7). P. 1423–1424.
6. Абдуллаев Г. Б., Искендерзаде З. А., Джафарова Э. А. // Радиоэлектроника. 1965. Т. 10 (4). С. 776–779.
7. Саница С. П. // Радиоэлектроника. 1957. Т. 2. С. 1427–1429.
8. McPherson M. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2002. Vol. 488. P. 100–109.
9. Поклонский Н. А., Шпаковский С. В., Горбачук Н. И., Ластовский С. Б. // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40, вып. 7. С. 824–828.
10. Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. // Физика и техника полупроводников. 1983. Т. 17, вып. 12. С. 2201–2204.
11. Грехов И. В., Серёжкин Ю. Н. // Лавинный пробой *p-n*-перехода в полупроводниках. Л., 1980. С. 74–76.

F. P. KORSHUNOV, N. E. JDANOVICH, V. A. GURINOVICH

NEGATIVE HIGH-FREQUENCY CAPACITANCE OF ELECTRON-IRRADIATED *p-n*-TRANSITIONS IN THE AVALANCHE BREAKDOWN MODE

Summary

The high-frequency ($f=1$ MHz) negative capacitance of avalanche diodes irradiated with fast electrons in the breakdown mode has been studied for the first time. It is found that the appearance of a negative capacitance area on the curve for temperature-dependent capacitance is accompanied by a conductivity maximum on a similar curve for temperature-dependent conductivity. It is suggested that this effect is due to the influence of trapping centers on the process of recharging deep levels in the entire space-charge region.