

06.2;10

Создание профильного распределения концентрации рекомбинационных центров при электронном облучении кремния

© И.В. Грехов, Л.С. Костина, В.В. Козловский, В.Н. Ломасов,
А.В. Рожков

Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: rozh@hv.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 13 декабря 2010 г.

Показана возможность создания профильного распределения концентрации рекомбинационных центров в высоковольтных кремниевых p^+ni^+ -диодах путем обычного электронного облучения в определенном диапазоне энергий. Приводятся результаты исследования основных статических и динамических характеристик.

Облучение электронами с энергией в единицы MeV в настоящее время является одним из основных методов регулирования времени жизни неосновных носителей (τ) в полупроводниковых приборах и широко используются, например, в производстве кремниевых приборов силовой электроники. Основным рекомбинационным центром, образующихся при облучении и контролирующим τ при высоком уровне инжекции, является так называемый А-центр (комплекс вакансии–кислород). Концентрация этих центров может регулироваться в широких пределах с высокой точностью подбором соответствующей дозы облучения, а распределение концентрации вдоль направления пучка практически однородно даже при самых больших толщинах базовых слоев (до 1–2 mm), поскольку средняя потеря энергии электронов вследствие рассеяния на атомах решетки не превышает $0.4 \text{ keV}/\mu\text{m}$ [1]. Принципиальным преимуществом метода является также то, что облучаемый объект находится в открытом объеме, а электронный пучок к нему выводится из ускорителя через металлическую фольгу; сканирование этим пучком позволяет облучать в одном процессе большое количество приборов одновременно и быстро менять облучаемые объекты.

Однако однородное распределение концентрации рекомбинационных центров и, следовательно, времени жизни носителей τ вдоль оси прибора во многих случаях не является оптимальным. Так, например, высоковольтные мощные p^+Nn^+ -диоды, включаемые встречно-параллельно приборам ключевого типа (тиристорам либо транзисторам) практически во всех преобразователях электроэнергии, должны иметь малое остаточное напряжение в проводящем состоянии U_f и малые коммутационные потери при переходе в запертое состояние. Эти требования взаимно противоречивы. Для получения малого U_f вся N -область прибора должна быть заполнена электронно-дырочной плазмой с высокой концентрацией, для чего необходимо иметь высокое τ во всей этой области, но длительный процесс удаления этой плазмы при переходе в запертое состояние приводит к большим коммутационным потерям.

Наиболее эффективным в настоящее время оказалось компромиссное решение, предложенное в [2–4] и др., которое стало, в частности основой промышленной технологии производства так называемых быстрых диодов с мягким восстановлением [5]. Было предложено резко уменьшить τ в прилегающей к p^+ -инжектору области N -области протонами либо α -частицами с энергией, обеспечивающей максимум дефектообразования сразу за p^+N -переходом. Варьируя дозу облучения, можно создавать в этой области концентрацию рекомбинационных центров существенно большую, чем в остальной части N -базы. Процесс дефектообразования в кремнии при облучении легкими ионами детально исследован (см., например, монографию [6] и ссылки в ней). Максимум концентрации дефектов образуется в конце тормозного пути, длина которого определяется энергией ионов; например, облучение кремния протонами с энергией E в диапазоне от 10 keV до 10 MeV обеспечивает возможность создания локальных областей с высокой концентрацией рекомбинационных центров на глубине от 0.15 до 700 μm . Ширина области с высокой концентрацией дефектов возрастает с ростом энергии протонов и составляет, например, $\sim 1 \mu\text{m}$ при $E = 320 \text{ keV}$ и $\sim 20 \mu\text{m}$ при $E = 3.2 \text{ MeV}$. На рис. 1 схематически показана форма распределения концентрации электронно-дырочной плазмы в N -базе диода в случае однородного распределения рекомбинационных центров, полученного облучением MeV-ным электронным пучком (кривая 1), и в случае дополнительного облучения протонами либо α -частицами со стороны p^+N -перехода (кривая 2).

Характер процесса перехода диода из проводящего в запертое состояние определяется начальной формой распределения плазмы в

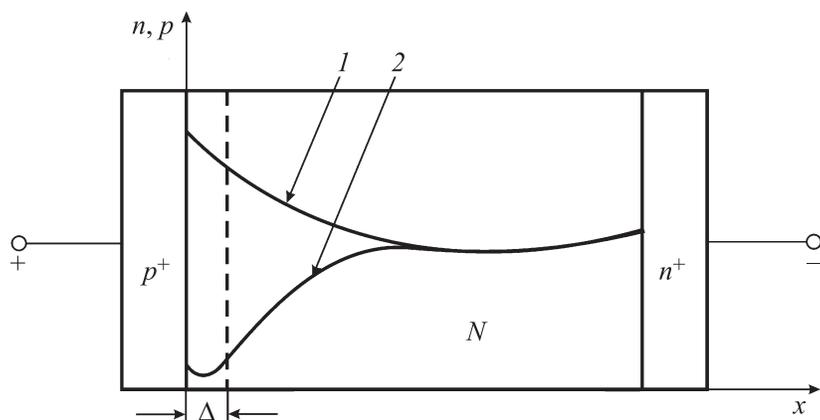


Рис. 1. Распределение электронно-дырочной плазмы: 1 — при протекании прямого тока в N -базе диода с однородным распределением рекомбинационных центров; 2 — при увеличенной концентрации рекомбинационных центров в области Δ у p^+N -перехода путем облучения протонами или α -частицами.

N -базе. При приложении к p^+Nn^+ -переходу обратного напряжения протекание тока сопровождается выносом из плазмы дырок через p^+N - и электронов через n^+N -переходы. Когда концентрация дырок у p^+N -перехода спадает до равновесной, там начинается формирование области объемного заряда (W_{SCR}), граница которой перемещается в N -базу, сопротивление диода нарастает, а ток через него уменьшается. Пока у движущейся границы W_{SCR} сохраняется плазма, обратный ток $I_{rev.}$ контролируется выносом из нее дырок. Если начальная концентрация плазмы у p^+N -перехода высокая (рис. 1, кривая 1), то $I_{rev.}$ нарастает до большой величины и медленно спадает по мере перемещения границы W_{SCR} ; такой характер процесса, естественно, сопровождается большим тепловыделением. При малой концентрации плазмы у p^+N -перехода (кривая 2) $I_{rev.}$ при той же скорости нарастания $dI_{rev.}/dt$ нарастает до значительно меньшей величины и начинает спадать очень быстро, но потом скорость его спада резко замедляется по мере вхождения границы W_{SCR} в область с большой концентрацией плазмы. Приборы с таким начальным распределением плазмы имеют значительно меньшие суммарные потери по сравнению с

обычными выпрямительными диодами и поэтому широко применяются в преобразовательной технике.

Однако необходимость использования облучения протонами значительно удорожает технологию приборов и затрудняет их производство в больших масштабах, так как проводится только в вакууме. В настоящей работе мы показали возможность создания профильного распределения концентрации рекомбинационных центров в высоковольтных кремниевых p^+Nn^+ -диодах путем обычного электронного облучения в определенном диапазоне энергий. В работе [7] было показано, что скорость введения А-центров V_A при облучении кремния электронами с энергией $E > 600 \text{ keV}$ практически не зависит от энергии, а при $E < 600 \text{ keV}$ быстро уменьшается и при $E < 300 \text{ keV}$ становится пренебрежимо малой.

Поскольку средняя потеря энергии электронов в кремнии составляет $\sim 0.4 \text{ keV}/\mu\text{m}$, то при облучении толстой пластины кремния электронами с энергией, например, 550 keV область дефектообразования будет иметь толщину $\sim 500 \mu\text{m}$, причем концентрация дефектов будет падать очень резко по мере удаления от облучаемой поверхности. Это дает возможность в p^+Nn^+ -структуре при облучении со стороны p^+N -перехода создать около него в N -базе узкую область с очень малым временем жизни носителей τ , сохранив его достаточно высоким в остальной части N -базы. При необходимости оно может быть снижено дополнительным коротким облучением электронами с энергией в единицы MeV . Реальные перспективы этот метод имеет, конечно, для высоковольтных приборов с толщиной N -базы в сотни микрон, когда есть возможность работать с энергией 500 keV и выше, создавая высокую концентрацию рекомбинационных центров у p^+N -перехода при достаточно малой дозе, т.е. за приемлемое время работы ускорителя.

В качестве примера на рис. 2, *a* приведены осциллограммы процесса восстановления (*a*) и прямые I – V -характеристики (*b*) диодной p^+Nn^+ -структуры с блокируемым напряжением 3.3 kV и рабочей площадью 0.5 cm^2 . Структуры выполнены по планарной технологии на кремнии с $\rho = 150 \Omega \cdot \text{cm}$, толщина N -базы $350 \mu\text{m}$, глубина p^+ -слоя — $10 \mu\text{m}$, n^+ -слоя — $15 \mu\text{m}$, исходное τ перед облучением $60 \mu\text{s}$, доза облучения $12 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$. После облучения время жизни τ , измеренное методом Лэкса, у p^+N -перехода составляло $1.0 \mu\text{s}$, а у n^+N -перехода — $15 \mu\text{s}$. Осциллограмма обратного тока имеет „классическую“ форму, характерную для диодов с зоной повышенной рекомбинации у

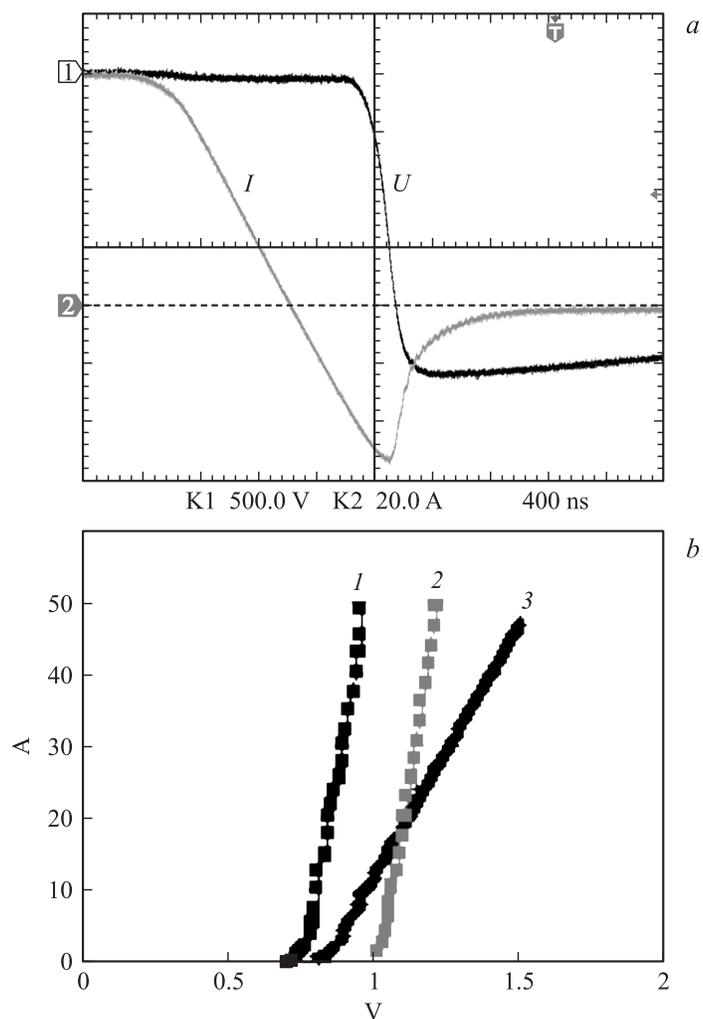


Рис. 2. *a* — осциллограмма процесса восстановления облученного диода при переключении из прямого смещения на обратное. I — ток, U — напряжение. Амплитуда прямого тока 80 А, обратного тока 56 А, $dI_{rev.}/dt = 150 \text{ A}/\mu\text{s}$. *b* — прямые вольт-амперные характеристики: 1 — необлученного диода (измеренные при 25°C), 2 — облученного диода (измеренные при 25°C), 3 — облученного диода (измеренные при 80°C).

p^+N -перехода: при амплитуде прямого тока 80 А и $dI_{rev.}/dt = 150 \text{ A}/\mu\text{s}$ амплитуда $I_{rev.} = 56 \text{ A}$, спад $I_{rev.}$ сначала происходит очень резко, а затем замедляется; длительность импульса $I_{rev.}$ до начала медленной части составляет 600 ns, а по полувысоте 400 ns.

Прямая $I-V$ -характеристика диода до и после облучения приведена на рис. 2, *b*. Как и следовало ожидать, облучение приводит к возрастанию как напряжения отсечки, так и динамического сопротивления. Это увеличение, однако, относительно невелико, и в целом остаточное напряжение имеет величину, вполне допустимую для столь высоковольтных приборов. Следует особенно отметить четко выраженный положительный коэффициент температурной зависимости $I-V$ -характеристики, что принципиально необходимо для параллельной работы диодов в мощных силовых модулях.

Список литературы

- [1] Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. // Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1170.
- [2] Hazdra P., Vobesky J., Brand K. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 2002. V. 186. P. 414–418.
- [3] Hazdra P. et al. // Solid State Phenomena. 2004. V. 95–96. P. 387–392.
- [4] Siemieniec R., Lutz J. // Microelectronics J. 2004. V. 35. P. 259–267.
- [5] Колпаков А. // Электронные компоненты. 2005. № 2. С. 109–113.
- [6] Козловский В.В. // Модифицирование полупроводников пучками протонов. СПб.: Наука, 2003.
- [7] Берман Л.С., Витовский Н.А., Ломасов В.Н., Ткаченко В.Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 12. С. 2186–2190.