

04;05;12

Измерение скорости распространения канала высоковольтного пробоя в кристаллическом и аморфном кварце при субнаносекундных временах

© Р.В. Емлин, А.С. Гилев

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: lfd@iep.uran.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2008 г.)

Измерено время формирования канала пробоя образцов кристаллического и аморфного кварца толщиной 0.5–1.6 мм при напряжении импульса 240 кВ и определены эффективные скорости и направление распространения фронта пробоя. В кристаллическом материале скорость более чем в 2.5 раза превышает ее значение для аморфного состояния SiO₂, что может быть интерпретировано как эффект более высокой подвижности свободных носителей и, следовательно, более быстрого перемещения фронта лавинного процесса пробоя за счет более высокой эффективной скорости неравновесных носителей, формирующих высокоэнергетический хвост функции распределения.

PACS: 72.20.-i, 77.22.Jp

Введение

Исследование явления высоковольтного электрического пробоя в кристаллическом и аморфном диоксиде кремния SiO₂ представляет большой теоретический и прикладной интерес в связи с широким применением в микроэлектронике тонких слоев SiO₂ при высокой, близкой к предельной, напряженности электрического поля. Имеется большое количество экспериментальных данных и теоретических расчетов [1–3] по кинетике и спаду концентрации и скоростям свободных носителей в тонких слоях, изготавливаемых методами металл-оксид-полупроводник (МОП)-технологии, в частности, методом окисления свободной поверхности кремния, имеющего различный уровень легирования и компенсации.

Теоретический аспект проблемы заключается в определении предельно достижимой напряженности электрического поля, при которой эти слои еще могут работать как изоляторы, исходя из механизмов генерации и рассеяния образовавшихся свободных носителей, и определения механизма развития пробоя в данном диэлектрике. (В литературе обсуждаются и сверхбыстрые фронты ионизации — фазового перехода в возбужденной плазме полупроводников, не имеющие непосредственной связи со скоростью какой-либо группы быстрых свободных носителей — либо ударная ионизация неравновесными („убегаящими“) электронами, либо туннельный переход из валентной зоны в сильном электрическом поле объемного заряда, а также электронные Оже-переходы).

Аналізу спектров свободных носителей методами численного моделирования при напряженности поля вплоть до $1.5 \cdot 10^7$ В/см посвящено много теоретических работ, приведем лишь некоторые из них [4–7]. Основные численные результаты, полученные такими методами, дают функцию распределения свободных электронов в

полях 0.5–10 МВ/см, вид которой указывает на то, что электронная система сохраняет свою устойчивость из-за потерь энергии при рассеянии на оптических и акустических фононах и процессах переброса импульса на границах зон Бриллюэна вплоть до электрических полей порядка $2.5 \cdot 10^6$ В/см [3], а в [7] рассчитаны средние значения подвижности, скорости дрейфа и энергии электронов в полях вплоть до $5 \cdot 10^6$ В/см. При больших полях начинается область ее неустойчивости, связанной с появлением непрерывно ускоряющихся носителей.

Однако приводимое в большинстве теоретических работ сравнение численных результатов с экспериментами в очень тонких слоях диоксида кремния основано на представлениях о динамике электронов в кристаллическом веществе, которые нельзя переносить на случай такой разупорядоченной системы, как диоксид кремния с малой степенью кристалличности, получаемый различными способами окисления поверхности кремниевых подложек в рамках технологий изготовления МОП-структур.

Представляется более адекватным проводить такие сравнения с экспериментальными результатами, получаемыми на тонких образцах с известной степенью упорядоченности, в частности, на вырезанных из плавленого (аморфного) и кристаллического кварца хорошего качества. Более того, с учетом наиболее интересного современного рабочего частотного диапазона кремниевых приборов, соответствующего временам воздействия импульсов порядка десятых долей наносекунды, экспериментальная установка должна выдавать и регистрировать импульсы в этом же временном интервале.

В настоящей работе представлена методика высоковольтных импульсных измерений, позволяющая получать легко воспроизводимые данные по скорости распространения фронта „установившегося“ пробоя конденсированных диэлектриков в электрических полях напря-

женностью более 5–20 MV/cm с субнаносекундным разрешением. Для таких полей скорости распространения фронта пробоя в ковалентных и ионных кристаллических материалах составляют более 10^8 cm/s [8–10], поэтому образцы удобной толщины (порядка миллиметра) будут пробиваться за время в доли наносекунды.

Экспериментальная установка и методика

Для измерения времени проникновения канала пробоя через образцы кварца различной толщины использовалась установка, схема которой изображена на рис. 1. В генераторе высоковольтных импульсов типа „Радан-220“ на выходе формирующей линии с электрической длиной $t_{\text{electr}} = 1.8$ ns установлен разрядник Р-49, и он выдает на электрод 1 пробойной ячейки при работе в режиме холостого хода на непробитый образец 2 положительные однополярные импульсы напряжения 230–240 kV длительностью порядка $t_{\text{electr}} + t_{\text{line}} = 4$ ns, т.е. электрическая длина коаксиальной формирующей линии плюс электрическая длина линии передачи до образца. Время t_{line} определяется временем распространения импульса, отраженного от непробитого образца к разряднику и обратно. Пробойная ячейка длиной 150 mm имела коаксиальную конфигурацию с диаметром внешнего цилиндра 40 mm и была заполнена касторовым маслом. Толщина образцов 3 выбиралась такой, чтобы полный пробой их происходил на полке первого импульса. В катодную цепь образца включался согласующий резистор 4 для гашения последующих отражений и уменьшения повреждения образца и образовавшегося канала в нем.

С анодной и катодной коаксиальных линий 5 с помощью двух емкостных делителей напряжения снимались

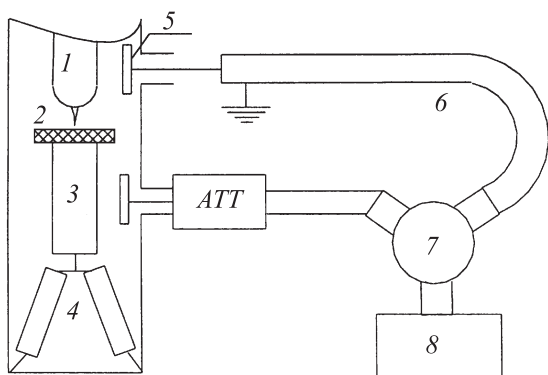


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — острый анод, высоковольтный выход наносекундного генератора „Радан-220“, 2 — образец диэлектрика, 3 — катод, продолжение коаксиальной линии, 4 — согласующий нагрузочный резистор, 5 — коаксиальные емкостные делители напряжения (1:200) в цепях напряжения и тока, 6 — линия задержки на 1.4 ns сигнала напряжения $U(t)$, 7 — тройник-сумматор сигналов, 8 — осциллограф С7-19.

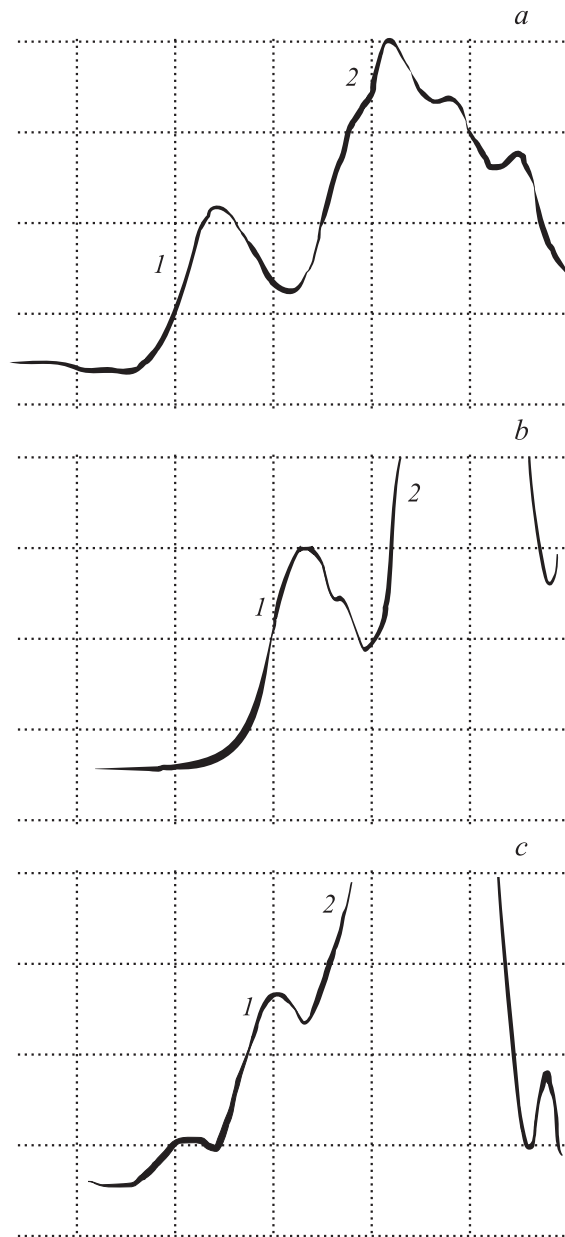


Рис. 2. Осциллограммы суммарного сигнала с делителей $I(t) + U(t)$ без образца (a) и для образцов кристаллического кварца толщины 1 mm — осциллограмма (b), 1.6 mm — осциллограмма (c). Пик 1 — сигнал $I(t)$, 2 — передний фронт сигнала $U(t)$. Развертка 1 ns/div.

сигналы, пропорциональные напряжению на входе образца и величине тока на выходе согласующего резистора. Эти сигналы разной амплитуды через небольшую кабельную линию 6 задержки (1.5 ns) суммировались на тройнике 7 так, чтобы можно было измерять временной сдвиг между ними с погрешностью не более 0.2 ns.

Сигнал с делителя приходящего импульса напряжения имеет большую амплитуду (пик 2 на рис. 2) и задержан на 1.4 ns относительно импульса тока (пик 1), чтобы можно было повысить скорость развертки луча широкополосного осциллографа 8 типа С7-19 и увели-

чить точность определения времени задержки тока при пробое образцов. Время перекрытия образца проводящим каналом t_{bdw} определялось как разность между фронтами импульса тока через катодный резистор без образца диэлектрика между электродами — кривая 1 на осциллограмме (рис. 2, 1) — и импульса тока при пробое образцов различной толщины, с использованием фронта $U(t)$ как опорной точки отсчета.

Образцы аморфного кварца толщиной 0.3–1 мм вырезались из оптически однородного кварцевого стекла марки КУ-1, а кристаллические, толщиной 0.5–1.6 мм — из монокристаллов в направлении, близком к $[11\bar{2}3]$. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Обсуждение результатов измерений

Осциллограммы пробоя образцов кристаллического кварца толщиной 0.5–1.6 мм, полученные на осциллографе С7-19 с полосой пропускания 7 GHz, приведены на рис. 2. Первый пик на осциллограмме — сигнал тока — смещается к большим временам задержки с ростом толщины образца.

График зависимости времени задержки t_{bdw} от толщины образцов приведен на рис. 3. Значения эффективных скоростей распространения канала пробоя, определяемые как обратный наклон зависимости $t_{bdw}(d)$, равны $1.1 \cdot 10^8$ см/с для аморфного диоксида кремния и $2.7 \cdot 10^8$ см/с для монокристаллов в кристаллографическом направлении, близком к $[11\bar{2}3]$. Толщина образцов выбиралась не слишком малой, чтобы избежать перехода в режим многоэлектронных лавин [9].

Если поставить в соответствие скорости движения фронта канала пробоя диэлектрика скорости некоторой выделенной из ансамбля группы быстрых свободных носителей в поле соответствующей напряженности, то

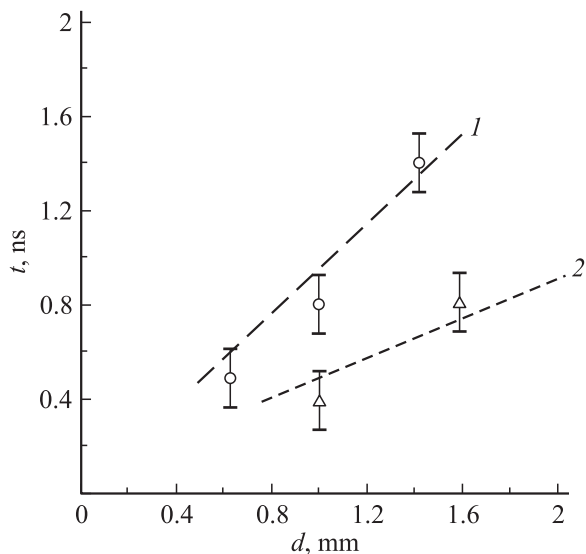


Рис. 3. Время формирования проводящего канала в образцах аморфного (1) и кристаллического (2) кварца в зависимости от толщины образца.

с некоторым приближением можно оценить скорость и энергию этих высокоэнергетических электронов в кристалле в электрическом поле, при котором происходит пробой. Такая ситуация наблюдается при развитии канала пробоя с положительного острия, так как именно в поле такого направления ускорение электронов к острейшему аноду идет по непробитой области образца. При отрицательной полярности иглы свободные электроны, перемещаясь вперед, в непробитый кристалл, образуют область отрицательного пространственного заряда большого радиуса, уменьшая тем самым максимальную напряженность поля, создаваемого игольчатым электродом в образце, и пробой начинается при гораздо большем напряжении и с меньшей скоростью.

Каналы пробоя с анода в кристаллическом кварце имеют вид тонких прямолинейных лучей диаметром от единиц до нескольких десятков микрон, поэтому ясно, что суммарная длина последовательных траекторий электронного облака на высокоскоростном участке не меньше длины канала. Исходя из этого можно сделать оценку снизу кинетической энергии W этих носителей, взяв в качестве эффективной массы $m^* = 1.1m_0$ и скорость электронов $v = 2.7 \cdot 10^6$ м/с, равную скорости головной части канала, откуда $W = 30\text{--}35$ эВ. Эта величина более чем в три раза превышает ширину запрещенной зоны в кварце, и электроны с такой энергией эффективно выбивают валентные электроны. Для аморфного кварца скорость распространения канала пробоя меньше — $v = 1.1 \cdot 10^8$ см/с — но, учитывая гораздо большую локальную длину их траекторий и отсутствие одного выделенного направления канала, надежную оценку подобным образом получить трудно.

Существенным моментом в развитии лавинного механизма ударной ионизации является неустойчивость функции распределения электронов в области высоких энергий и „убегание“ самых энергичных из них. С точки зрения теории лавинного механизма ударной ионизации диэлектрика ясно, что явление „убегания“ быстрее развивается в кристаллах с их большей электронной подвижностью, что проявляется в наших экспериментах в гораздо большей эффективной скорости распространения канала пробоя. Это находится в качественном соответствии с формулой (10) из [4], где средняя скорость ионизации на единицу длины $\alpha = P(t, F)/t_1 \mu F$. Здесь F — напряженность электрического поля, μ — подвижность, P — вероятность того, что электрон не испытает столкновений с решеткой за время t в приложенном электрическом поле.

Сравнение приведенных данных с нашими измерениями в идентичных условиях скорости развития каналов пробоя в ионных кристаллах KCL [10] показывает, что в монокристаллах кварца, решетка которого имеет более ковалентный характер связи и степень ионности порядка 0.5, скорость развития пробоя почти в два раза превышает соответствующую величину для KCl, равную $1.5 \cdot 10^8$ см/с. Подвижность электронов в ионных кристаллах порядка единиц cm^2/Vs , что гораздо меньше,

чем в монокристаллах SiO_2 . Это также качественно подтверждает выводы [4], что именно через величину подвижности осуществляется вклад механизмов рассеяния высокоэнергетических электронов на колебаниях решетки в формировании скорости распространения фронта пробоя. Кристаллографические направления каналов пробоя определяются, скорее всего, зависимостью пробойного напряжения от направления в кристалле [9] и критериями оже-переходов, приведенными в работе [11].

Заключение

В заключение перечислим основные результаты работы. Для условий, соответствующих хорошо развившемуся процессу распространения фронта пробоя в диэлектрике — напряженности электрического поля более 10^7 V/cm в субнаносекундные интервалы времени — измерены скорость распространения каналов пробоя в кристаллическом и аморфном диоксиде кремния при комнатной температуре в диапазоне толщины образцов 0.5–1.6 mm.

Полученные результаты по сильному различию скорости распространения фронта пробоя в кристаллической и аморфной форме диэлектрика идентичного химического состава (SiO_2) могут быть интерпретированы в рамках модели ударной ионизации валентной зоны высокоэнергичными неравновесными электронами через величину подвижности носителей, зависящую от механизмов рассеяния. Полученные при этом оценки скорости и энергии неравновесных (убегающих) носителей находятся в диапазоне, соответствующем эффективной вероятности валентных оболочек электронным ударом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-08-00124-а.

Список литературы

- [1] *Ferry D.K.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 3. P. 1422–1427.
- [2] *Fischetti M.V., DiMaria D.J., Brorson S.D.* et al. // Phys. (B). 1985. Vol. 31. N 12. P. 8124–8142.
- [3] *Porod W., Ferry D.K.* // Phys. Lett. 1985. Vol. 54. N 11. P. 1189–119.
- [4] *O'Dwyer J.J.* // J. Phys. Chem. Solids. 1967. Vol. 28. P. 1137–1144.
- [5] *Seitz F.* // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. N 9. P. 1376–1393.
- [6] *Heller W.R.* // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. N 6. P. 1130–1138.
- [7] *Fitting H.J., Czarnowski A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. Vol. 93. P. 385–396.
- [8] *Емлин Р.В., Шпак В.Г., Чолах С.О.* и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 49–52.
- [9] *Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Мурашко Л.Т.* // ФТТ. 1962. Т. 4. Вып. 7. С. 1967–1968.
- [10] *Емлин Р.В., Вершинин Ю.Н., Белоглазов В.А.* // Mat. IX междунар. симп. по сильноточной электронике. 1992. С. 299–301.
- [11] *Куликов В.Д.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 77–82.